

Д. Х.

ПРОБЛЕМЫ НОВЕЙШЕЙ ФИЗИКИ

ВЫПУСК XXVII

XXIX(?)

И. В. КУРЧАТОВ

РАСЩЕПЛЕНИЕ АТОМНОГО ЯДРА

ОНТИ—1935

C31748

V





ПРОБЛЕМЫ НОВЕЙШЕЙ ФИЗИКИ

ПОД ОБЩЕЙ РЕДАКЦИЕЙ

акад. А. Ф. Иоффе, акад. С. И. Вавилова, акад. Д. С. Рождественского, проф. К. К. Баумгарта, проф. С. Ф. Васильева, Д. З. Будницкого, проф. А. И. Лейпунского и проф. И. В. Обреимова

ВЫПУСК XXVII (?)

XXIX

53
П 7

И. В. КУРЧАТОВ (сверено с
генеральской)

РАСЩЕПЛЕНИЕ АТОМНОГО ЯДРА

31748
1944 г.

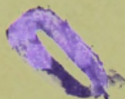
31748
13
АРХИВ

КНИГОХРАНИЛИЩЕ
ОБЛ. БИБЛИОТЕКИ
г. СВЕРДЛОВСК

ЧИТ. ЗАЛ
Центр. обл. биб-ки
им. Белинского
ЛЕНИНГРАД · МОСКВА · 1935

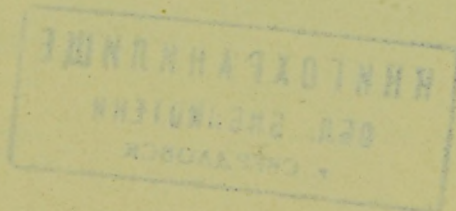
НИЧЕСКИХ ДИСЦИПЛИН

ИВ. 1936 г. ИВ



ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Глава I. Расщепление ядер α -частицами	7
Глава II. Нейтрон	47
Глава III. Расщепление ядер протонами	90
Глава IV. Расщепление ядер дейтонами	129
Глава V. Расщепление ядер нейтронами	159
Глава VI. Искусственная радиоактивность	167
Таблица ядерных реакций	210



ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая работа представляет собой обзор основных экспериментальных данных, полученных за последние два-три года в области физики атомного ядра. Вопросы методики не затронуты в изложении, так как им будет посвящена особая монография данной серии. В стороне также оставлены процессы с легкими частицами, пока мало связанные с проблемой искусственного расщепления ядра, если не говорить о последней в самом широком смысле.

Нам казалось более удобным систематизировать материал по роду бомбардирующих частиц. Это ближе соответствует той последовательности, в которой развивались исследования в рассматриваемой области, и кроме того позволяет лучше выяснить многие детали ядерных превращений. Из этого общего порядка представляют исключение только явления искусственной радиоактивности, которые оказалось более удобным выделить в отдельную главу.

Мы старались дать по возможности конкретизированное изложение результатов эксперимента, чтобы книга могла быть полезной работающим в области ядерной физики как справочник в основных сейчас вопросах. С этой же целью в конце книги приложена таблица установленных к настоящему времени ядерных реакций.

Ленинград,
23 сентября 1934 г.

ГЛАВА I

РАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДРА α -ЧАСТИЦАМИ

Поле ядра и теория Гамова. В 1919 г. Резерфорд ¹⁾ обнаружил, что при бомбардировке α -частицами RaC' азота последний излучает протоны с пробегом в 40 см. Опыт был истолкован таким образом, что при ударе α -частиц о ядро азота последнее разрушается с излучением протона. В 1921 г. Резерфорд и Чадвик ²⁾ подробно исследовали наблюдаемый эффект и изучили зависимость максимальной энергии протона, выброшенного в направлении движения α -частицы, от энергии последней. Результаты исследований приведены в таблице 1, из которой видно, что при расщеплении азота всегда происходит потеря энергии, равная: $1,1 \cdot 10^6$ э.-в. или $1,7 \cdot 10^{-6}$ эрг.

Таблица 1

Пробег α -частицы R_α	Пробег протона R_p	$E_\alpha \cdot 10^6$ энергия α -части- цы в эргах	$E_p \cdot 10^6$ энергия протона в эргах	E_U энер- гия отда- чи ядра в эргах	Баланс реакции $\cdot 10^6$ в эргах
8,5	51	14,0	11,5	0,7	— 1,8
6,9	40	12,2	9,8	0,6	— 1,8
5,9	34	11,1	8,8	0,5	— 1,8
4,8	27	9,6	7,6	0,5	— 1,5

Этими работами было положено начало исследованиям над ядерными превращениями. Здесь впервые было показано, что мы можем изменить строение ядра при помощи внешних воздействий. В последующем в Кавендишевской ³⁾ лаборатории было установлено, что не только азот, но и ряд других ядер: В, F, Ne, Na, Mg, Si, P, S, Cl, A и K, излучают протоны при обстреле α -частицами. Сводка всех полученных в этом направлении результатов, характеризующих энергетическую сторону превращения, дана в таблице 2, где указаны максимальные энергии протонов, движущихся в трех разных направлениях по отношению к направлению движения бомбардирующих α -частиц RaC' .

Для того чтобы выяснить современную интерпретацию опытов по искусственному расщеплению атомного ядра, нам необходимо обратиться сначала к явлениям рассеяния α -частиц в поле ядра и к теории Гамова о строении этого поля.

При исследовании рассеяния заставляют падать пучок α -частиц на тонкую пластинку и считают число частиц, рассеянных под большим углом (до 135°).

Наблюдаемое таким образом число обыкновенно находится в отношении $1 : 10^5$ к числу частиц, падающих на рассеивающую пластину. Скорость падающих частиц можно менять, помещая перед источником тонкие слои слюды. Если бы между ядром и α -частицами действовали обыкновенные законы электростатики, число рассеянных частиц должно было бы быть обратно пропорциональным квадрату их энергии. При исследовании всех элементов от меди с атомным номером 29 до урана с номером 92 наблюдаемое рассеяние в точности соответствовало этому закону. Так как следует ожидать, что при проникновении α -частицы внутрь ядра силовое поле последнего изменилось бы, можно думать, что радиус ядра меди должен быть меньше, чем то ближайшее расстояние α -частицы от

Таблица 2

Элемент	Максимальный пробег протона		
	В направлении движения α -частиц	Под прямым углом к направлению движения α -частиц	Под 180° к направлению движения α -частиц
B	58	—	38
N	40	24	18
F	65	—	48
Ne	—	16	—
Na	58	—	36
Mg	40	24	—
Si	—	18—30 *)	—
P	65	—	49
S	—	18—30 *)	—
Cl	—	18—30 *)	—
A	—	18—30 *)	—
K	—	18—30 *)	—

*) Пробег точно не определен, указаны вероятные пределы.

ядра, которое достигалось в этих опытах (10^{-12} см). Для ядра урана это расстояние было равно $3 \cdot 10^{-12}$ см.

Иные результаты получаются при рассеянии более легкими элементами. Уже давно было показано, что при бомбардировке водорода α -частицами рассеяние получается ненормальным ⁴⁾. Такой же результат был позднее получен для гелия ⁵⁾. Билер ⁶⁾, а затем Чадвик и Резерфорд ⁷⁾ подробно исследовали рассеяние α -частиц магнием и алюминием, а Ризлер ⁸⁾ — бериллием, бором и углеродом. Результаты этих опытов с полной ясностью указывают на то, что вблизи ядра на расстояниях порядка 10^{-13} см взаимодействие α -частицы с ядром уже нельзя рассчитывать по закону Кулона для точечных зарядов.

Другим, очень важным результатом исследования рассеяния явилось следующее. Наблюдения над рассеянием α -частиц ураном показывают, как мы только что указывали, что в пределах ошибок опыта рассеяние вполне нормально, когда ближайшее расстояние между частицами равно приблизительно $3 \cdot 10^{-12}$ см; при этих расстояниях от ядра урана потенциальная энергия α -частицы достигает значения в

$$\frac{2Ze^2}{3 \cdot 10^{-12}} \sim 14 \cdot 10^{-6} \text{ эрга.} \quad (Z = 92)$$

Это обстоятельство приводит к очень большим трудностям в классической теории. Дело в том, что уран радиоактивен и выбрасывает α -частицы с энергией всего лишь в $6,8 \cdot 10^{-6}$ эрга. Таким образом представляется совершенно непонятным, каким образом могут получиться эти медленные α -частицы при радиоактивном распаде урана, если, вылетая из ядра даже с нулевой скоростью, эти частицы должны были бы с расстояния $3 \cdot 10^{-12}$ см ускориться в кулоновом поле до энергии в $14 \cdot 10^{-6}$ эрга. Выход из этого затруднения был дан

Гамовым, а также Герни и Кондоном в их теории α -распада.

По Гамову ⁹⁾ ход потенциальной энергии α -частицы и ядра с расстоянием может быть представлен графиком на рис. 1. По классической теории α -частица с энергией U_0 внутри ядра не может выйти за его пределы из-за потенциального барьера; однако возможность такого явления есть прямое следствие современной волновой механики. Подобно тому

как в оптике свет, падая на границу раздела двух сред, с углом большим, чем угол полного внутреннего отражения, отчасти проникает во вторую среду, так же точно в волновой механике волны де-Бройля-Шредингера могут отчасти проникать в область мнимой скорости,

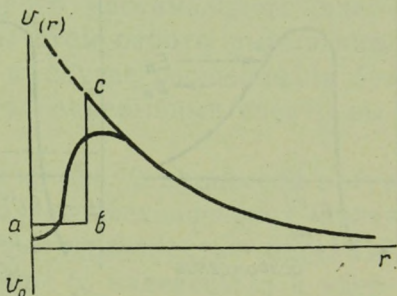


Рис. 1.

давая возможность частицам просачиваться через барьер. Эти представления Гамова, как известно, оказались очень плодотворными в учении о радиоактивности. Они же оказываются очень ценными при трактовке вопроса об искусственном расщеплении ядра. Рассмотрим теперь, следуя Гамову, такие столкновения α -частиц с ядрами, в результате которых в структуре ядра происходят те или иные изменения. Необходимо различать следующие два случая:

1. При столкновении имеет место возбуждение ядра, вслед за тем происходит переход в состояние с меньшей энергией, сопровождающийся излучением.

2. Во время столкновения выбрасывается одна из составных частей ядра, и ядро превращается в ядро другого элемента. При этом падающая частица может либо унести остаток энергии с собой, либо остаться внутри

нового ядра. Различные виды неупругих ударов схематически изображены на рис. 2.

Здесь E_a^0 , $E_{a'}$, $E_a^{(n)}$ обозначают энергию α -частицы перед столкновением, после столкновения без захвата и после столкновения с захватом на n -й уровень: $E_b^{(0)}$, $E_b^{(n)}$, $E_{b'}$ представляют энергию ядра в нормальном состоянии, энергию ядра в возбужденном состоянии и

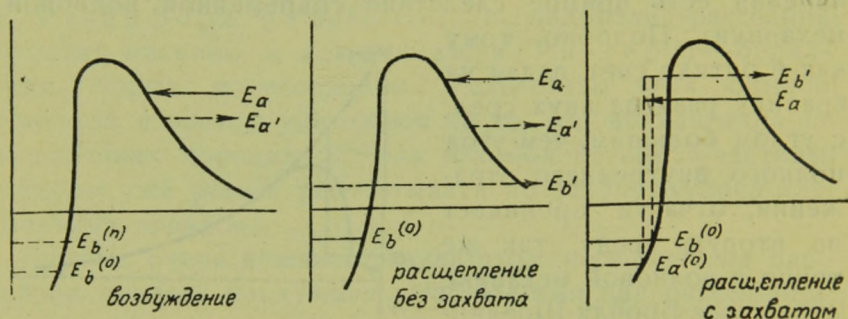


Рис. 2.

энергию выброшенной ядром частицы. При искусственном расщеплении всегда справедливы соотношения:

$$E_{b'} = E_a + [E_b^{(0)} - E_{a'}] - \delta;$$

$$E_b^{(n)} = E_a + [E_b^{(0)} - E_a^{(n)}] - \delta.$$

Здесь δ есть энергия отдачи возникающего ядра. Из рис. 2 видно, что в случае захвата бомбардирующей частицы на некоторый квантовый уровень в ядре энергия выбитой частицы будет больше или меньше энергии падающей в зависимости от относительного расположения обоих уровней. При заданной энергии падающей частицы энергия выбитой вполне определена, и мы должны наблюдать в спектре частиц с индексом b резкую линию, или, точнее говоря, несколько линий. Дело в том, что вылетающая частица может быть сорвана с различных уровней. Кроме того на различных уровнях может расположиться влетевшая

частица, которая в дальнейшем при переходе на основной уровень излучит γ -квант соответствующей жесткости.

Иначе будет обстоять дело, когда падающая частица не захватывается ядром, а отлетает с некоторой потерей энергии после удаления другой частицы. В этом случае энергия выбитой частицы будет всегда меньше энергии падающей. В зависимости от энергии, отданной падающей частицей при столкновении, выбитая частица может иметь все значения от некоторого максимального (энергия падающей частицы за вычетом работы вырывания) до нуля. Другими словами, в случае расщепления без захвата мы должны наблюдать непрерывный спектр выбитых частиц.

Вероятности трех указанных на рис. 2 процессов могут быть вычислены из общих волново-механических представлений и будут определяться вероятностью перехода системы, состоящей из α -частицы (с индексом a) и ядерной частицы (с индексом b) из начального состояния в другое состояние с этой же энергией. Согласно общей теории возмущений вероятность такого перехода определяется выражением

$$W = c \left| \int V(r_a, b) \psi_a \psi_b \psi_{a'} \psi_{b'} d\omega_a d\omega_b \right|^2, \quad (1)$$

где $V(r_a, b)$ — взаимная потенциальная энергия обеих частиц на расстоянии r_a, b друг от друга, а $\psi_a, \psi_b, \psi_{a'}, \psi_{b'}$ обозначают волновые функции, соответствующие начальному и конечному состоянию обеих частиц. Приведенную формулу можно применять только в том случае, когда вероятность рассматриваемого процесса мала по сравнению с единицей.

При применении этой общей формулы необходимо исходить из некоторого распределения потенциальной энергии около ядра. Так как точный ход этого распределения до сих пор неизвестен, мы должны сделать какое-то предположение о форме потенциальной кривой на

малых расстояниях, вводя упрощенную модель ядра. Гамов пользуется следующим приближением (кривая *abc* на рис. 1). При $r > r_0$ потенциал $U(r)$ по отношению к α -частице представляется уравнением:

$$U(r) = \frac{2Ze^2}{r}; \quad (2)$$

при $r = r_0$ он скачком переходит от этого значения к некоторому другому U_0 и остается постоянным для всех r , меньших r_0 . Распределение потенциала обладает при этом, по Гамову, шаровой симметрией.

Мы здесь не будем останавливаться на самом процессе вычисления и приведем только его окончательные результаты.

Для вероятности возбуждения W_σ α -частицей ядра с атомным номером Z получается выражение:

$$W_\sigma = Ae^{-\frac{2\pi e^2 \sqrt{2m_\alpha} Z}{h} \left(\frac{1}{\sqrt{E_{a'}}} - \frac{1}{\sqrt{E_a}} \right)}. \quad (3)$$

Здесь все обозначения имеют обычный смысл: e — элементарный заряд, m_α — масса α -частицы, h — постоянная. Планка, деленная на 2π , A — некоторая постоянная, которая еще не была вычислена.

Мы видим, что вероятность возбуждения данного ядерного уровня экспоненциально убывает с возрастанием энергии этого уровня. Кроме того вероятность тоже очень быстро падает с возрастанием атомного номера ядра.

Может оказаться, что возбужденный уровень ядра будет положителен, тогда возбужденная частица может пройти через потенциальный барьер, что будет соответствовать распаду без захвата падающей частицы. Выброшенные частицы будут, как мы уже указывали выше, иметь непрерывное распределение по энергиям, верхней границей которого будет очевидно величина $E_a - E_b^{(0)}$

Для того, чтобы выяснить вероятность такого рода распада, нам необходимо формулу (3) умножить на величину W_p , представляющую вероятность того, что частица с энергией $E_a - E_{a'} - E_b^{(0)}$ пройдет через потенциальный барьер. Если этой частицей является протон, то вероятность может быть представлена в первом приближении (расчет здесь совершенно аналогичен тому, который производится при определении вероятности α -распада) формулой

$$W_p = A' e^{-\frac{\pi e^2 \sqrt{2m_p} Z}{h}} \frac{1}{\sqrt{E_b^{(0)}}} \quad (4)$$

Таким образом получаем для W_s вероятности распада без захвата выражение:

$$W_s = W_o \cdot W_p = \\ = B e^{-\frac{2\pi e^2 \sqrt{2m_a} Z}{h}} \left(\frac{1}{\sqrt{E_{a'}}} - \frac{1}{\sqrt{E_{a'}}} \right) - \frac{\pi e^2 \sqrt{2m_p} Z}{h} \cdot \frac{1}{\sqrt{E_b^{(0)}}} \quad (5)$$

В этой формуле B зависит от направления вылета протона. Формула (5) позволяет определить вид непрерывного спектра скоростей выброшенных частиц при расщеплении без захвата. Интенсивность этого спектра исчезает у верхнего и нижнего предела и достигает максимума около значения, равного примерно двум третям верхнего предела.

Наконец для расщепления с захватом получаем для W выражение:

$$W = \sim \frac{\pi h^2}{2m E} e_n - \frac{\pi e^2 \sqrt{2m_a} Z Z_b}{h \sqrt{E_a}} + \frac{4e \sqrt{2m_a}}{h} \sqrt{Z Z_a r_o} \times \\ \times e_m - \frac{\pi e^2 \sqrt{2m_b} Z Z_b}{h \sqrt{E_b}} + \frac{4e \sqrt{2m_b}}{h} \sqrt{(Z + Z_a - Z_b) Z_b r_o} \quad (6)$$

Здесь индексы a относятся к падающей, индексы b — к выбиваемой частице. Как видим, вероятность такого рас-

щепления равна произведению двух других вероятностей, первая из которых относится к прохождению бомбардирующей частицы через барьер ядра, а вторая — к вылетанию через барьер выбиваемой частицы.

Такое вычисление будет справедливо, если мы будем предполагать взаимодействие частиц a и b достаточно большим.

Нам осталось сказать еще несколько слов о случаях так называемого резонанса. Г е р н и ¹⁰⁾ показал, что в том случае, когда энергия бомбардирующей частицы совпадает с одним из возможных уровней частицы в ядре, вероятность прохождения через барьер будет равна единице; для этой энергии частицы вероятность расщепления также окажется очень значительной и не может быть уже вычислена на основании формулы (6).

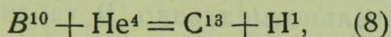
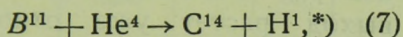
Обратимся теперь к рассмотрению экспериментального материала; при анализе того или иного расщепления нас будет интересовать: происходит ли данное расщепление с захватом или без захвата и вопрос о резонансе и энергетических уровнях ядра.

Б о р. Механизм расщепления бора был установлен Б о т е ¹¹⁾ и Ф р э н ц о м, показавшими монохроматичность скоростей протонов и исследовавшими распределение протонов по различным направлениям относительно первоначального пучка α -частиц. Вообще говоря, эти скорости будут различны в виду того, что ядро отдачи будет получать различные количества кинетической энергии. В случае захвата α -частицы легко показать из законов сохранения энергии и количества движения, что в движущейся координатной системе, связанной с центром масс системы, относительные скорости выбитых протонов будут одинаковы по всем направлениям. На рис. 3 воспроизведены данные Б о т е. Здесь, как мы видим, имеются три группы протонов, из которых самая медленная была наблюдаена только в направлении движения α -частиц.

Точки, соответствующие двум более быстрым группам, лежат на окружностях, центр которых указан на рис. 3.

Как видим, центры смещены: по величине смещения можно было бы определить, какой из изотопов бора B^{10} или B^{11} расщепляется под действием α -частиц, но, к сожалению, точность описываемых опытов недостаточна для решения вопроса.

Таким образом расщепление бора может быть записано в одном из видов:



причем последнее уравнение представляется более вероятным.

Данные Боте и Фрэнца о монохроматичности скоростей протонов были подтверждены очень тщательными исследованиями Гейденрейха¹²⁾, производившего счет частиц электрометром Гофмана и работавшим с очень тонким слоем исследуемого вещества (эквивалентная толщина этого слоя была равна 12 мм).

Кроме того Гейденрейхом было произведено исследование зависимости числа протонов от энергии α -частиц в интервале пробегов между 3,72 и 2,32 см. Полученные для второй группы результаты даны на рис. 4, и, как отмечает автор, ход полученной кривой совпадает с тем, которого следовало ожидать по теории Гамова.

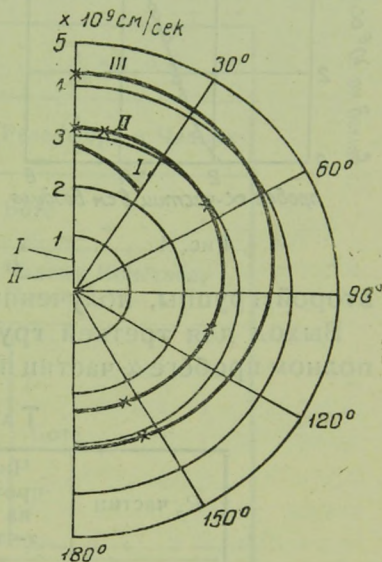


Рис. 3.

*) В большинстве реакций мы будем опускать энергетический план.

При энергиях α -частиц, превосходящих высоту потенциального барьера ядра, который у бора лежит приблизительно при $3 \cdot 10^6$ э.в., выход реакции будет уже мало меняться с дальнейшим увеличением энергии бомбардирующей частицы. Действительно, как видно из рис. 4, при увеличении пробега за 2,1 см, что как раз отвечает $3 \cdot 10^6$ э.в., выход растет уже относительно медленно. В таблице 3 сопоставлены абсолютные значения для выхода протонов

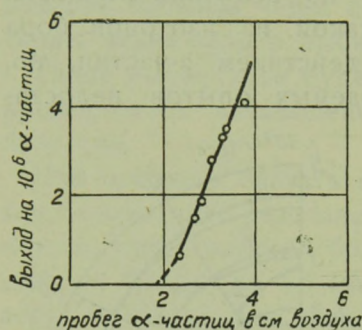


Рис. 4.

второй группы, полученные различными авторами. Выход для третьей группы значительно меньше и при полном пробеге α -частиц полония достигает 0,2 на 10^6 α -ча-

стиц. Для выяснения природы получающихся при расщеплении групп протонов существенно располагать сведениями о зависимости пробега протонов от энергии α -частиц. В таблице 4 сопоставлены соответствующие данные, со-

таблица 3

R_α частиц	Число протонов на 10^6 α -частиц	А в т о р
3,5	4	Штэттер
3,72	3,8	Боте и Фрэнц
3,72	6,8	Боте
3,72	4	Гейденрейх

стиц. Для выяснения природы получающихся при расщеплении групп протонов существенно располагать сведениями о зависимости пробега протонов от энергии α -частиц. В таблице 4 сопоставлены соответствующие данные, со-

бранные из работ различных авторов. Пробеги протонов даны в направлении движения α -частиц. Для второй группы, как показывает анализ, между энергией α -частиц и энергией протонов существует линейная зависимость.

Т а б л и ц а 4

R_{α} в см	Г р у п п ы			А в т о р
	I	II	III	
6,63	—	55	—	Резерфорд и Чадвик
3,72	19	31	70	Боте
3,60	—	30	72	Чадвик, Констэбл, Поллард ¹³⁾
2,75	—	27	—	Боте
2,37	—	21	—	
2,03	—	17	—	
3,72	14	30	76	Гейденрейх
3,02	—	28	—	
2,67	—	26	—	
2,32	—	25	—	

Это обстоятельство в связи с характером изменения выхода с энергией α -частиц делает несомненным, что расщепление, в результате которого получают протоны второй группы, возникает после захвата α -частицы

проникшей через верхушку барьера, а не через резонансный уровень.

Можно далее думать, что в тех случаях расщепления, когда получаются протоны второй группы, ядро излучает также γ -лучи. В том случае, когда эти лучи отсутствуют и энергия выделяется в виде кинетической, получаются протоны третьей группы. Таким образом реакции для третьей и второй групп соответственно могут быть представлены уравнениями:

$$\text{B}^{10} + \text{He}^4 \rightarrow \text{C}^{13} + \text{H}^1 + W_1. \quad (9)$$

$$\text{B}^{10} + \text{He}^4 \rightarrow \text{C}^{13} + \text{H}^1 + h\nu + W_2. \quad (10)$$

Энергия кванта $h\nu$ должна быть, очевидно, равной разности между энергиями W_1 и W_2 обеих из рассматриваемых групп, т. е. достигать значения в $3,8 \cdot 10^6$ э.в.

Такие γ -лучи действительно наблюдаются при облучении бора α -частицами, как было показано Беккером и Боте¹⁴⁾. Энергия γ -излучения была указанными исследователями определена и оказалась равной $3,1 \cdot 10^6$ э.в., т. е. очень близкой к той, которой и следовало ожидать согласно уравнениям (9), (10). Расхождение между обоими значениями в 20% следует отнести за счет ошибок измерения. Существенно отметить, что и число γ -квантов по Боте и Беккеру совпадает с числом частиц второй группы. Они установили, что при облучении бора полнопробежными α -частицами полония число γ -квантов равно 4 на каждые 10^6 α -частиц.

Группа протонов с наименьшим пробегом в течение долгого времени не могла получить правильной интерпретации. Первые исследователи вопроса считали, что скорости в этой группе не монохроматичны, а представляются некоторым непрерывным спектром. Таким образом возникло представление о том, что при облучении бора расщепление идет как с захватом частицы (вторая и третья группы протонов), так и без захвата —

первая группа. В последнее время появилась, однако, работа Полларда ¹⁵⁾, в которой показано, что первая группа получается в результате резонансного расщепления.

Измерения этой первой группы очень трудны, так как получается большой фон от побочных протонов. Исследования Полларда ¹⁵⁾ опубликованы пока в краткой заметке, в которой не дано описания установки, и ряд результатов изложен лишь в качественной форме. Замечательно, что первая

группа возникает при воздействии на ядро бора очень медленных α -частиц (рис. 5). Это и служит доказательством того, что здесь расщепление идет в результате резонанса. Столь медленные α -частицы могут попадать в ядро через барьер лишь в ничтожном чис-

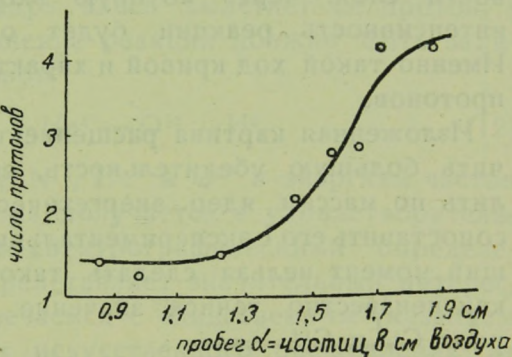


Рис. 5.

ле, и оказывается невозможным таким путем объяснить наблюдаемое число протонов первой группы.

Далее для резонанса очень характерен загиб кривой к насыщению при увеличении энергии α -частиц. Несмотря на рост вероятности прохождения частиц через барьер вместе с увеличением их энергии, мы видим, что число протонов первой группы не возрастает. Это обстоятельство является необходимым следствием предположения о резонансе и очень резко отличает первую группу протонов от второй, где, как мы видели, наблюдается значительный рост выхода реакции в той же области пробегов α -частиц.

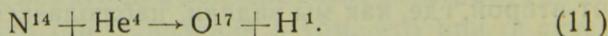
При резонансе эффективны в смысле расщепления только частицы определенной энергии. Если на достаточно

толстый слой материала направляются быстрые частицы, то, очевидно, они будут вызывать расщепление только тогда, когда в процессах столкновения потеряют часть своей энергии до значения, отвечающего уровню частицы в ядре. Понятно, что эффект расщепления не будет совершенно зависеть от энергии бомбардирующих частиц до тех пор, пока она больше энергии уровня; при изменении энергии налетающей частицы меняется только расстояние участка, в котором идет реакция, от поверхности слоя, через которую входят эти частицы, но интенсивность реакции будет оставаться неизменной. Именно такой ход кривой и характеризует первую группу протонов.

Изложенная картина расщепления бора могла бы получить большую убедительность, если бы удалось вычислить по массам ядер энергетический баланс реакции и сопоставить его с экспериментальными данными. В настоящий момент нельзя сделать такого сопоставления, так как неизвестно точное значение массы изотопов углерода C^{13} и C^{14} .

Азот. Расщепление азота, на котором впервые была доказана возможность искусственного превращения элементов, служило предметом многочисленных исследований.

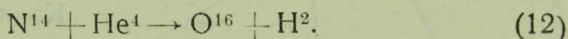
На этом же элементе искусственное расщепление ядер было непосредственно показано Блэккетом ¹⁶⁾ в камере Вильсона. Эта задача потребовала особой методики при съемке картины. В результате было зафиксировано 2300 следов α -частиц и обнаружено 9 вилок расщепления. Строение вилки с несомненностью указывает на то, что в данном случае реакция идет с захватом α -частицы по уравнению:



Уже Резерфорд в своих первых работах нашел, что реакция идет с поглощением энергии в $1,1 \cdot 10^6$ э.в.,

что находится в хорошем согласии со значениями участвующих в реакции масс ядер. К тому же заключению пришел Блэккет, который на основании измерения пробегов частиц в вилках показал, что баланс реакции сводится к поглощению энергии в $1,35 \cdot 10^6$ э.в. Любопытно отметить, что одна из вилок вышла из этой схемы. Вычисления привели к тому, что в этом случае имело место выделение энергии в $0,94 \cdot 10^6$ э.в.

Перрен ¹⁷⁾, рассматривая этот случай, высказал предположение, что из ядра здесь вылетает не протон, а дейтон, так что уравнение реакции должно быть записано следующим образом:



Если по массам ядер N^{14} , He^4 и O^{16} и энергиям частиц вычислить массу H^2 , она получается в удовлетворительном согласии с масс-спектрографическими определениями. Этот случай представляет значительный интерес, так как здесь мы встречаемся с единственным указанием на то, что в процессах искусственного расщепления из ядра могут выбрасываться не только элементарные частицы и α -частицы, но и дейтоны. Нужно однако заметить, что указание Перрена нуждается в дальнейшей проверке.

Согласно общим рассуждениям, на которых мы останавливались уже при рассмотрении теории Гамова, расщепление азота, которое, как мы видим, происходит с захватом α -частицы, должно давать дискретный ряд значений для скоростей протонов; действительно, тщательными исследованиями Чадвика, Констэбла и Полларда ¹³⁾, а также Штейделя ¹⁸⁾ было показано, что предположение Резерфорда о размазанности спектра скоростей протонов при расщеплении азота оказывается ошибочным. В обоих последних исследованиях была обнаружена монокроматическая группа, про-

бег которой при обстреле азота полнопробежными α -частицами полония оказался равным:

17,5 см по Чадвику, Констэблу и Полларду и

17,2 см по Штейделю.

Энергетический баланс реакции, если иметь в виду эти величины, отрицателен и равен $1,3 \cdot 10^6$ э.-в. Чадвик, Констэбл и Поллард и Штейдель не

нашли других групп, кроме рассматриваемой, возникающей в результате прохождения частицы через верх потенциального барьера ядра.

К иным результатам пришел несколько позднее Поллард ¹⁹⁾, предпринявший особое исследование по этому вопросу.

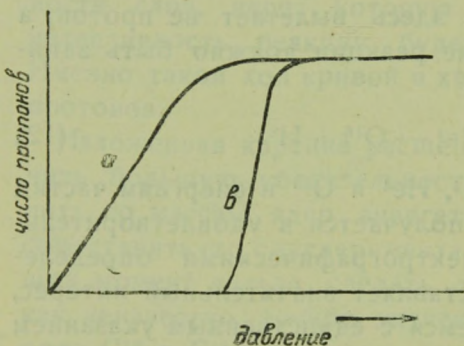


Рис. 6.

В опыте измерялось при неизменной скорости α -частиц число протонов при различных толщах бомбардируемого слоя азота. Экспериментально изменение толщины слоя достигалось путем изменения давления газа. Определение числа протонов производилось счетчиком. Эта постановка опыта была вполне аналогична той, которой пользовался Позе, открывший явление резонанса при расщеплении алюминия. В случае, когда резонанса нет, по мере увеличения толщины бомбардируемого материала эффект расщепления будет плавно нарастать с постепенно убывающей скоростью (кривая *а* на рис. 6), так как при увеличении толщины энергия α -частицы будет уже меньшей в новых слоях и α -частица будет все менее и менее эффективной в смысле расщепления. По форме этого нарастания можно судить о высоте потенциального барьера.

Иначе будет меняться число протонов в случае резонанса. Пока толщина слоя d_1 не окажется настолько большой, чтобы снизить энергию бомбардирующих частиц до значения, равного верхней границе резонансного уровня, расщепления вообще не будет. При увеличении толщины слоя за d_1 будет иметь место резкое нарастание числа расщеплений, которое закончится при той толщине слоя d_2 , пройдя который, α -частица умень-

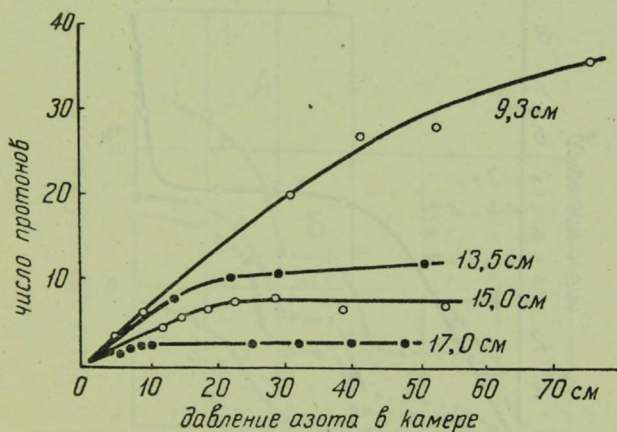


Рис. 7.

шит запас своей энергии до значения, равного нижней границе энергии резонансного уровня (кривая b на рис. 6).

Опыты показали, что в случае предварительной фильтрации протонов из азота через слой, эквивалентный 10 см воздуха, и через еще большие фильтры (величина фильтра служит параметром кривых) получают кривые типа a , указывающие на отсутствие резонанса (рис. 7). Из хода этих кривых были определены высота барьера азота, которая оказалась равной $4,1 \cdot 10^6$ э.в. Когда однако толщина фильтрующего слоя была снижена до 5 эквивалентных сантиметров воздуха, то были

получены непосредственные указания на существование резонанса. Для зависимости числа протонов от толщины бомбардируемого слоя азота получилась кривая вида, указанного на рис. 8. Помимо расщепления, обусловленного частицами, проникшими в ядро через потенциальный барьер, имеет место резонансное расщепление. Средняя энергия резонансного уровня лежит при $3,5 \cdot 10^6$ э.-в.

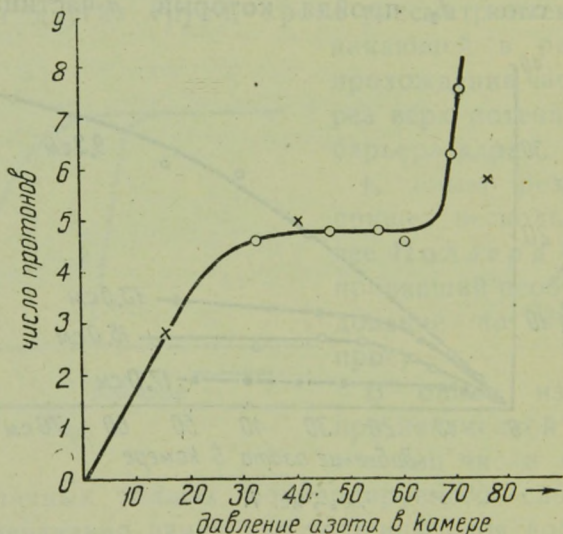


Рис. 8.

В качестве еще одного лишнего доказательства резонанса в азоте служит то обстоятельство, что при расщеплении азота не наблюдается γ -лучей, и, таким образом, отпадает возможность объяснения этим путем наличия двух групп возникающих здесь протонов.

Фтор. Подробные исследования расщепления этого ядра принадлежат Позе²⁰⁾, Чадвику и Констэблу²¹⁾. Мы изложим здесь оба эти исследования. Позе производил свои опыты с толстым слоем бомбардируемого материала, в качестве которого ему служили кри-

сталлы CaF_2 . Исследовались свойства протонов, излучаемых мишенью в противоположном направлении потоку α -частиц. Были сняты кривые распределения протонов по пробегам при различных энергиях бомбардирующих частиц. Они даны на рис. 9. Как видим, получились три дискретные группы с пробегами в 15, 20 и 31 см при облучении мишени полнопробежными α -частицами полония *).

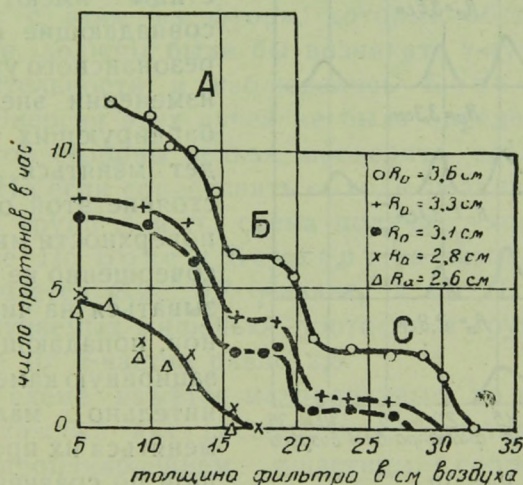


Рис. 9.

Если продифференцировать эти кривые и построить таким образом зависимость $\frac{\Delta n}{\Delta R_n}$ для разных пробегов α -частиц, то получается картина, данная на рис. 10. Из нее видно, что как пробег протонов группы A и B, так и их число практически не зависят от пробега падающей частицы. Этого нельзя сказать относительно протонов, принадлежащих к группе C. Здесь и число

*) Пробеги здесь отнесены к температуре в 0°C .

частиц и пробег их сильно падают с уменьшением энергии α -частицы.

Поведение протонов, принадлежащих к группам А и В, можно понять, только допустив, что они возникают при резонансном проникновении α -частицы в ядро фтора. В этом случае весь эффект расщепления облучаемого толстого слоя обусловлен некоторой узкой областью

в нем, в которой α -частицы имеют энергии, совпадающие с энергией резонансного уровня. При изменении энергии бомбардирующих частиц будет меняться лишь расстояние этой области от поверхности мишени, что совершенно не будет сказываться на числе протонов, попадающих в ионизационную камеру, и сравнительно мало будет меняться их пробег, большей по сравнению с пробегом α -частиц. Что же

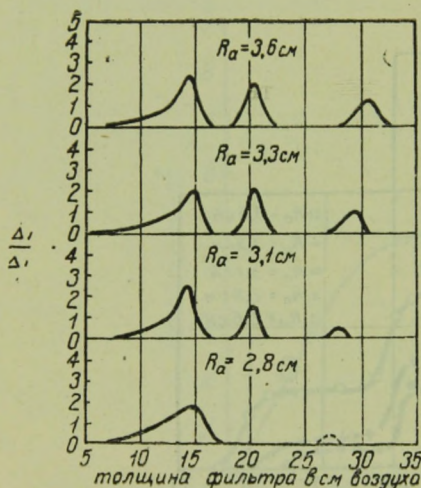


Рис. 10.

касается группы С, то она, повидимому, получается в тех случаях, когда бомбардирующая частица попадает в ядро сквозь потенциальный барьер.

Энергетический баланс реакции получается в соответствии с приведенными данными следующим:

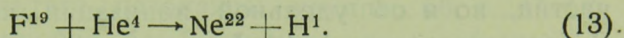
для группы А $0,82 \cdot 10^6$ э.в.

” ” В $0,88 \cdot 10^6$ ”

” ” С $1,95 \cdot 10^6$ ”

Эти соотношения можно интерпретировать следующим образом: в результате прохождения α -частицы сквозь

барьер и захвата ее излучается протон с полной энергией, отвечающей данному превращению:



Эти протоны образуют группу С; возможно кроме этого прохождение α -частиц через резонансные уровни, при этом не вся энергия превращения уходит в кинетическую энергию протона, но часть ее выделяется в виде γ -лучей. Таким образом возникают группы А и В. В соответствии с этим из фтора, который обстреливается α -частицами, должны были бы возникать γ -лучи, которые в действительности и наблюдались Боте и Беккером²²⁾. Энергия этих лучей не была определена, а поэтому с этой стороны нельзя проверить сделанных допущений. Но если сопоставить выходы реакции на γ -лучи и протоны групп А и В, схема получает хорошее подтверждение. По Боте и Беккеру на каждые 10^6 α -частиц излучается $3,2 \pm 0,7$ γ -квант, а по Позе общее число излучаемых мишенью протонов в группах А и В на каждые 10^6 α -частиц равно 2,5.

В этой схеме кажется малопонятным то обстоятельство, что каждый акт расщепления, связанный с резонансным проникновением α -частицы, сопровождается γ -излучением.

Опыты Чадвика и Констэбла²¹⁾, также посвященные резонансному расщеплению фтора, не подтвердили эту сторону схемы Позе, хотя и эти исследователи обнаружили резонансный характер расщепления фтора. Чадвик и Констэбл пользовались относительно мощным источником полония в 15 милликури. Это позволяло им выделять узкий пучок как бомбардирующих частиц, так и протонов, вылетающих при расщеплении. Понятно, что в этих условиях снимаемые спектры будут менее размазанными, так как толщина поглощающих слоев окажется одинаковой по всему сечению пучка.

Счет протонов производился камерой Вин-Вильямса, и таким образом можно было судить не только о числе частиц, но и об удельной ионизации каждой из них. В качестве содержащей фтор мишени употреблялся CaF_2 , эквивалентная толщина слоя которого достигала 4 см. Таким образом наблюдаемые эффекты получались от попадания в ядро фтора α -частиц, имеющих все скорости от $1,59 \cdot 10^9$ см/сек (пробег 3,9 см) до 0. В опыте снималась кривая поглощения для протонов (рис. 11).

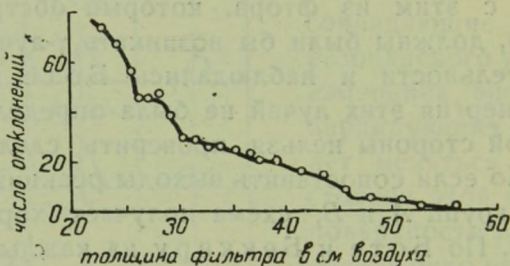


Рис. 11.

Здесь получилось шесть групп протонов, пробеги которых оказались следующими: 25; 30,5; 33,5; 40; 47; 56 см. Особенно отчетливо выявлены группы с пробегами в 25, 30,5 и 47 см. Эти данные относятся к протонам, вылетающим в направлении падающих α -частиц.

Для того чтобы получить большую уверенность в реальности полученных групп, авторы построили кривую, аналогичную предыдущей, но сосчитали не все отбросы счетчика, а лишь большие некоторой величины. Удельная ионизирующая способность протонов возрастает на конце пути, и число больших отбросов будет значительным только для той толщины экрана, которая близка к тому, чтобы вызвать полное поглощение протонов. В этом случае на месте спадов первой кривой должны получаться максимумы, что в действительности

и было установлено (рис. 12). Анализ условий возбуждения показал, что все шесть перечисленных групп возникают в результате резонанса: группы 56 и 47 см исчезали, когда пробег бомбардирующих частиц уменьшался до 3,3—3,2 см, в то время как интенсивность остальных четырех групп в пределах изменения пробега от 3,9 до 3,3 см оставалась постоянной. Следующие две группы (40 и 30,5 см) также одновременно исчезали при пробегах α -частиц, несколько меньших 2,7 см, и, наконец, последние две 33,5 и 25 см были заметны лишь с пробегов, больших 2 см. Таким образом было показано, что расщепление фтора обусловлено действием α -частиц вполне определенной скорости, причем каждый раз одновременно возникают две группы протонов.

Картина расщепления здесь такова:

α -частица захватывается ядром фтора, пройдя через один из трех резонансных уровней. Вылетающий с основного уровня протон иногда уносит с собой всю энергию расщепления, иногда же оставляет ядро в возбужденном состоянии.

Во втором случае протоны образуют легкую компоненту пары. Энергия γ -кванта по этой схеме должна быть равной $7,10^5$ э.в.

Натрий. Расщепление натрия еще мало обследовано. Наиболее тщательные исследования принадлежат Кенигу²³⁾, но они пока еще опубликованы в очень сжатой форме. Натрий в опыте использовался в виде очень тонкого слоя, нанесенного испарением в вакууме на

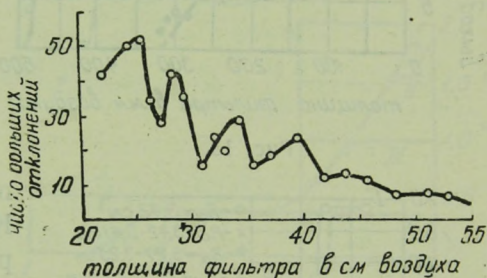


Рис. 12.

золото. Для защиты от воздуха служил тонкий слой серебра. Счет протонов производился Гофмановским электрометром.

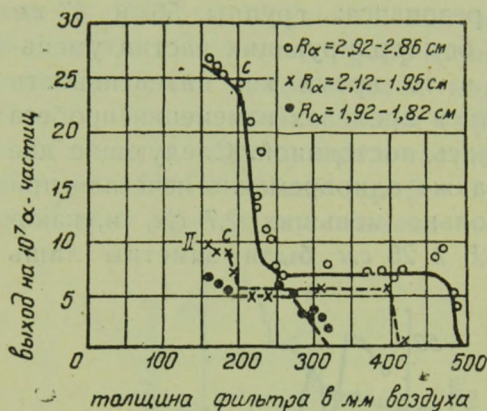


Рис. 13.

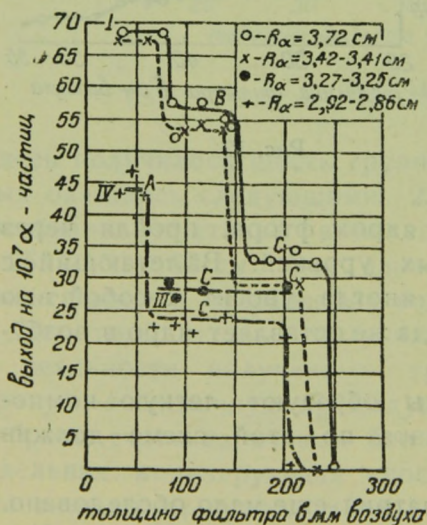


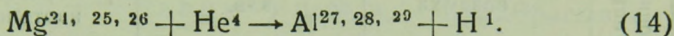
Рис. 14.

Пробеги протонов были определены как в направлении движения α -частицы, так и под 90° к этому направлению. Результаты измерений даны на рис. 13 (по направлению движения α -частицы) и на рис. 14 (под 90° к направлению движения). В этом втором случае удалось выделить группу В. Группа В имеет по Кенигу резонансный характер.

Магний. Это расщепление было подробно обследовано Кларманом²⁴), использовавшим для этой цели в качестве источника препарат полония в 13—10 милликюри. Счет протонов производился мультипликационным счетчиком с нитью, отбросы которого через усилитель подавались на струнный электрометр. Предварительно была об-

следована вся счетная система, которая дала очень хорошие результаты в оформлении Клармана.

Было установлено по монохроматичности скоростей прогонов, что реакция идет с захватом α -частицы по уравнению:



Сейчас нельзя определенно сказать, какие именно изотопы магния участвуют в реакции; но на основании анализа энергетической картины расщепления автор, как сейчас увидим, склонен думать, что во всяком случае в реакции участвует не только какой-нибудь один изотоп. Далее можно думать, на основании некоторых косвенных соображений (см. главу VI об искусственной радиоактивности), что в реакции принимает участие один из тяжелых изотопов.

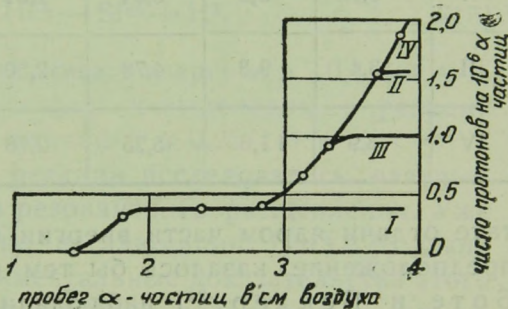


Рис. 15.

При расщеплении магния α -частицами получаются четыре группы протонов. Зависимость выхода реакции от энергии частиц дана на рис. 15. Первая группа протонов возникает при пробеге α -частиц в 1,5 см, вторая и четвертая—при пробеге в 3,75 см и третья—в 2,8 см.

В таблице 5 приведены данные, характеризующие энергетическую сторону реакции.

Можно думать, что третья и четвертая группы имеют резонансный характер, так как для обеих групп энергетический баланс приблизительно одинаков. Что касается остальных групп, то Кларман склонен их приписывать расщеплению разных изотопов. Можно было бы считать что эти короткопробежные группы возникают в резуль-

Таблица 5.

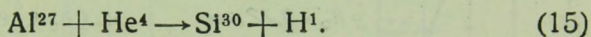
Протонные группы	Пробег в см воздуха		Энергия в 10^6 э.в.		Выход реакции \times на 10^6 при пересчете на разные изотопы магния		
	α -частицы	протона	α -частицы	протона	24	25	26
I	1,9	7,1	3,25	2,09	-0,6	-0,62	-0,64
II	3,7	8,5	5,04	2,31	-1,90	-1,93	-0,93
III	3,4	9,8	4,78	2,50	-1,48	1,51	-1,53
IV	3,9	11,6	5,25	2,76	-1,61	-1,64	-1,67

тате отдачи ядром части энергии в виде γ -лучей. Такое предположение казалось бы тем более вероятным, что Боте и Беккер ²²⁾ наблюдали γ -излучение при обстреле магния α -частицами. В том случае однако, если бы первая и вторая группы имели такое происхождение, они должны были бы возникать одновременно, что, как мы знаем, не соответствует опыту. Повидимому γ -излучение происходит в результате переходов между такими уровнями и соответствуют таким группам протонов, которые не попали в обследованный Кларманом интервал пробегов.

Алюминий. Расщеплению этого элемента посвящено очень большое число исследований, но все же нельзя сказать, чтобы сейчас существовала определенная схема расщепления этого ядра, которую можно было бы считать твердо установленной. Наоборот, каждое новое исследование приводит к характеристикам и трактовке вопроса, которая в той или иной части не согласуется

с ранее установленной. Причиной этого служат крайняя трудность исследований этого рода вообще и большое влияние статистических ошибок.

Резерфорд и Чадвик²⁵⁾ нашли, что выбрасываемые алюминием протоны принадлежат к двум группам. Под действием облучения этого ядра α -частицами RaC_1 появляются по направлению облучения протоны с пробегами в 90 и 56 см. Обе группы дискретны, и таким образом реакция происходит с захватом бомбардирующей α -частицы:



Протоны этих двух групп имеют энергию в $10,4 \cdot 10^6$ э.-в. и $7,7 \cdot 10^6$ э.-в., что приводит к выделению в реакции энергии, соответственно равной 3 и $0,25 \cdot 10^6$ э.-в.

В дальнейшем в этой реакции исследовались, главным образом, характеристики резонансного расщепления. Уже упоминалось, что именно на алюминии Позе²⁶⁾ были получены первые экспериментальные доказательства этого явления. Мы остановимся поэтому подробнее на его работах. Позе производил счет частиц электрометром Гофмана с камерой и по методике, разработанной им ранее совместно с Гофманом²⁷⁾. Угол, под которым α -частицы попадали на алюминий, был 28° , а из алюминиевой пластины в камеру — 44° .

Вначале были сняты кривые поглощения протонов, вылетающих из алюминия в направлении падающих частиц при разных энергиях α -частиц. В этих опытах была использована алюминиевая фольга с воздушным эквивалентом в 19,2 мм. Полученные данные приведены на рис. 16. Здесь обнаружены три дискретные группы протонов. При пробегах α -частиц в 3 и 2,6 см группа В еще отчетливо проявляется в опыте, а при пробегах 2,23 и 1,97 см эта группа уже отсутствует. Существенно, что как пробег протонов, так и число их в группе В

остается при уменьшении энергии падающей частицы неизменным. Наоборот, обе характеристики падают для группы А вместе с уменьшением энергии бомбардирующих частиц.

Значительно отчетливее резонансный характер расщепления алюминия сказывается в опытах Позе, в которых изменялась толщина обстреливаемой мишени. На алюминиевую фольгу направлялись в этом случае полнопро-

бежные α -частицы алюминия. Как видно из рис. 17, в случае, когда толщина фольги достигала эквивалентных 1 мм и когда энергия α -частиц менялась в слое в пределах пробегов от 3,72 до 3,57 см, *) наблюдалась только одна группа протонов с пробегом в 30 см.

При увеличении толщины фольги до эквивалентных 4,2 мм (когда пробег α -частиц лежал между 3,72 и 3,1 см) возникали протоны, принадлежащие к группе С

с пробегом в 58 см. В то же время число протонов группы А заметно возрастало. Для фольги с эквивалентной толщиной в 8,4 мм (пробег от 3,72 до 2,46 см) картина в основном остается той же. Число протонов в группе А еще возрастает, в группе же С остается

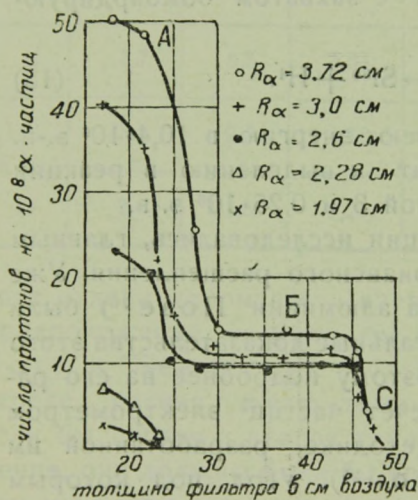


Рис. 16.

*) Позе, учитывая, что не все попадающие на фольгу α -частицы проходят через нее нормально к поверхности, вводит здесь соответствующие поправки.

прежним. Группа *B* с пробегом в 47,5 см появляется только тогда, когда эквивалентная толщина алюминия доведена до 12,5 мм, в этом случае α -частица имеет пробег от 3,72 до 1,84 см. В еще более толстом слое (19,2 мм воздушного эквивалента) спектр протонов тот же, как и для только что разобранный случая.

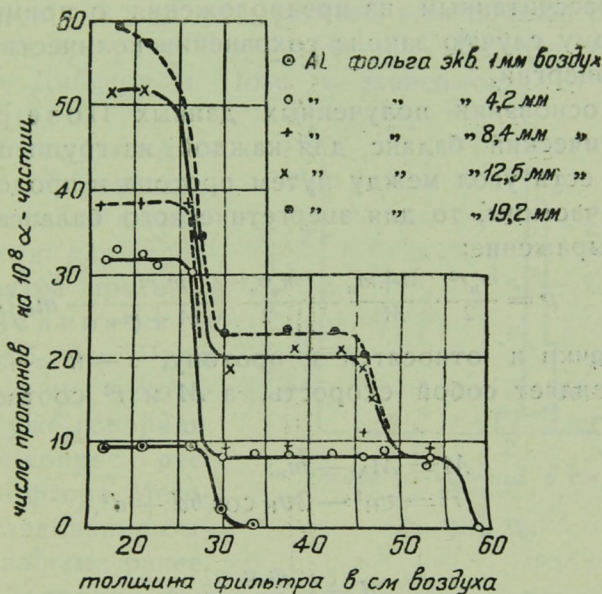


Рис. 17.

Из всего изложенного ясно, что две группы *B* и *C* возникают только в том случае, когда α -частицы имеют определенные энергии и их пробег лежит

для группы *B* при 2,46—2,23 см

" " " *C* " 3,57—3,1 "

Группа *A* возникает в отличие от *B* и *C* при всех условиях и обусловлена таким образом теми расщеплениями, когда α -частица попадает в ядро не через резонанс-

ный уровень, а проходит через верх потенциального барьера.

В следующей своей работе Позе²⁸⁾ определил энергию групп протонов под различными углами к направлению пучка бомбардирующих α -частиц. Оказалось, что измеренное распределение протонов находится в согласии с рассчитанным из предположения о применимости к данному случаю закона сохранения количества движения и энергии.

На основании полученных данных Позе рассчитал энергетический баланс для каждой из групп протонов. Если θ есть угол между путем протона и продолжением пути α -частицы, то для энергетического баланса p получаем выражение:

$$p = \frac{m_H r^2}{2} \cdot \frac{M + m_H}{M} + \frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2} \left(\frac{m_\alpha m_H}{M + m_H} - m_H \right),$$

где значки H относятся к протону, α — к α -частице, v представляет собой скорость, а M и r^2 соответственно равны:

$$M = M_{Al} - m_H,$$

$$r^2 = v_H^2 - 2v_H \cos \theta d + d^2,$$

где

$$d = \frac{m_\alpha v_\alpha}{M + m_H}.$$

Энергетический баланс для групп A , B и C получается следующим:

$$p_A = \sim 0,2 \cdot 10^6 \text{ э.в.},$$

$$p_B = 3,5 \cdot 10^6 \text{ э.в.},$$

$$p_C = 3,4 \cdot 10^6 \text{ э.в.},$$

т. е. находится в согласии с данными, которые были получены Резерфордом и Чадвиком.

Наконец, в последней работе Позе совместно с Дибнером²⁹⁾ повторил в более тщательной форме свое первое исследование: угол α -излучателя на мишень был

здесь меньше (22° вместо 28°), значительно меньше был также угол, под которым протоны могли попадать из мишени в камеру (8° вместо 44°). Наконец, толщина фольги в опыте менялась еще более постепенно, чем раньше, а именно через каждые два эквивалентных миллиметра.

Полученные результаты оказались повторением прежних и точно так же, как и раньше, был показан резонансный характер групп В и С. На рис. 18 дан выход реакции по Дибнеру и Позе в зависимости от энергии α -частиц.

Несколько иные данные как для резонансных уровней в алюминии, так и для строения спектра протонов даны Чадвиком и Констэблом ²¹⁾ в исследовании, о котором мы уже говорили, разбирая вопрос о расщеплении фтора. Методика исследования была описана нами ранее.

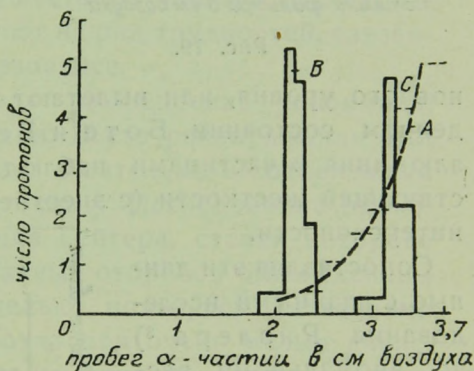


Рис. 18.

Этими авторами были обнаружены при облучении алюминия полнопробежными α -частицами полония восемь групп протонов с пробегами в 22; 26,5; 30,5; 34; 49; 55; 61 и 66 см. Об интенсивности отдельных групп можно судить по кривой поглощения протонов, данной на рис. 19. Меняя энергию падающих α -частиц, Чадвик и Констэбл показали, что все группы возникают в результате резонанса и что так же, как и в случае фтора, они появляются и исчезают парами.

Пробег протонов	1-й пары	22,0—49 см
"	2-й "	26,5—55 "
"	3-й "	30,5—61 "
"	4-й "	34,0—66 "

Существенно, что разница энергий между компонентами пары одинакова во всех четырех случаях и равна $2 \cdot 10^6$ э.в.

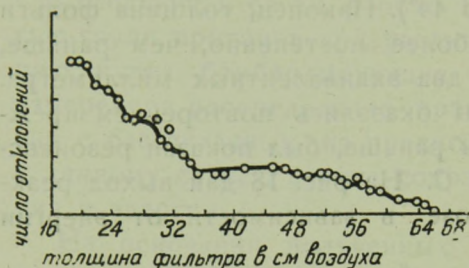


Рис. 19.

новного уровня, или вылетают, оставляя ядро в возбужденном состоянии. Боте и Беккер²²⁾ при облучении алюминия α -частицами наблюдали γ -излучение соответствующей жесткости (с энергией кванта и в $2 \cdot 10^6$ э.в.) и интенсивности.

Сопоставляя эти данные с данными исследования Ризлера⁸⁾ по аномальному рассеянию α -частиц ядром алюминия, Чадвик и Констэбл дают картину строения энергетического барьера этого ядра, данную на рис. 20. Полоски на рис. 20 представляют

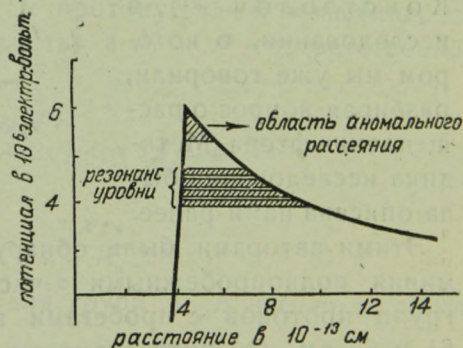


Рис. 20.

резонансные уровни, ширину которых, анализируя нарастание числа протонов в группах при увеличении энергии α -частиц, авторы принимают равной $2-3 \cdot 10^6$ э.в. Эта острота резонанса совпадает как с вычисленной теоретически, так и с наблюдаемой Поллардом¹⁹⁾ экспериментально при расщеплении азота,

Чадвик и Констэбл отмечают, что не только условия возбуждения говорят за то, что в случае алюминия мы имеем дело только с резонансным расщеплением, но и абсолютные выходы реакции. Последние оказываются настолько большими, что не могут быть вызванными медленными (с энергией в $5 \cdot 10^6$ э.-в.) частицами полония, которым необходимо проникнуть через барьер с высотой $7 \cdot 10^6$ э.-в.

Мы привели здесь аргументы в пользу резонансного расщепления алюминия. Существуют однако исследования, авторы которых указывают на ряд трудностей, связанных с предположением о резонансе.

Штейдель¹⁸⁾ исследовал расщепление алюминия, пользуясь α -частицами полония. В его распоряжении был сравнительно слабый, но очень тщательно изготовленный по методу Эрбахера* источник. Исследование производилось с помощью счетчика Гейгера, стенки которого для уменьшения числа спонтанных отбросов были сделаны из алюминия. С этой же целью, пользуясь указаниями Риле,** Штейдель работал при очень малых давлениях газа в счетчике. Протоны фиксировались в направлении движения бомбардирующих α -частиц, причем углы от источника к мишени и от мишени к счетчику соответственно были равны 22 и 26,2°. Эквивалентная толщина фольги в опыте достигала 5 мм. Штейделем были установлены четыре дискретные группы протонов с пробегами в 26, 33, 49 и 63 см.

Исследуя зависимость числа протонов от энергии бомбардирующих α -частиц, он получил плавную кривую, которая хорошо укладывается в формулу Гамова и соответствует таким образом не резонансному расщеплению, а расщеплению, вызванному прошедшей через верх

* O. Erbacher. ZS. f. phys. Chemie 156, 142, 1931.

** Riehle. ZS. f. Phys. 46, 478, 1928.

барьера α -частицей. Последнее заключение может быть подвергнуто, однако, некоторым сомнениям, так как Штейдель производил эти измерения выхода реакции не для отдельных групп протонов, а фиксируя суммарный эффект. Так как число групп, если следовать Чадвику и Констэблу, значительно, то могла получиться плавная кривая для суммарного выхода реакции, несмотря на резонансный характер расщепления.

Исследования Хакселя³⁰⁾ над зависимостью энергии протонов от энергии α -частиц также противоречат, с одной стороны, исследованиям Позе, а с другой, и тем самым предположению о резонансе. Хаксель производил свои исследования с фольгой, воздушный эквивалент которой достигал 0,5 мм. В своем исследовании он пользовался α -частицами ThC'. Пробег протонов в четырех, обнаруженных им группах для полнопробежных α -частиц ThC' оказался равным 30, 45, 63 и 100 см. Хаксель показал, что зависимость энергии протона от энергии α -частиц оказывается линейной, причем это утверждение справедливо для всех четырех групп и для относительно медленных α -частиц (с пробегом 2,5 см), т. е. для той области энергий, где по данным других авторов уже имеет место резонансное расщепление. Для энергического баланса им были получены не два, как большинством других авторов, а четыре значения:

$$p_1 = -2,6 \cdot 10^6 \text{ э.в.}$$

$$p_2 = -1,1 \cdot 10^6 \text{ э.в.}$$

$$p_3 = 0$$

$$p_4 = 2,3 \cdot 10^6 \text{ э.в.}$$

Соответственно этому Хаксель считает, что группы протонов возникают не в результате резонанса, а обусловлены возбуждением ядра при вылетании из него протона.

В заключение мы приведем таблицу пробегов протонов, которая по данным разных авторов получается при облучении толстого слоя алюминия полнопробежными α -частицами полония:

Таблица 6.

Пробеги групп протонов								Позе
—	—	28,5	—	49,6	—	61 2	—	
—	—	—	32	52	—	—	65	
—	—	—	33	49	—	63	—	
22	26,5	30,5	34	49	55	61	66	Чадвик и Кон-стэбл

Таким образом в отношении спектра протонов данные различных авторов оказываются близкими между собой, но вопрос о природе расщепления (вернее — вопрос о резонансе) еще требует дальнейшего исследования.

Общие замечания. Рассматривая все расщепления α -частицами ядер с излучением протонов, мы можем отметить, что искусственные превращения или совсем не были замечены у ядер типа $4n$ (ядра He^1 , C^{12} и O^{16}), или же идут здесь с большим трудом (Ne , Mg , Si и S); в остальных случаях, за исключением Li и Be , наблюдается заметное расщепление, в общем тем более интенсивное, чем легче ядро и, стало быть, чем ниже его потенциальный барьер.

До сих пор не удалось расщепить α -частицами ни одного элемента с порядковым номером, превышающим 19, однако это не дает нам никаких определенных указаний на условия, необходимые для расщепления ядра,

так как для ядер с большим зарядом вероятность расщепления очень мала из-за большой высоты потенциального барьера.

Возникает вопрос о причинах исключительного положения ядер типа $4n$. Полный ответ на этот вопрос, очевидно, можно будет получить только при наличии более конкретизированной теории ядра, чем та, которой мы располагаем в данное время. Сейчас же приходится ограничиваться более или менее формальными соображениями.

Прежде всего для объяснения устойчивости ядер типа $4n$ по отношению к α -облучению могут быть привлечены чисто энергетические соотношения. Массы ядер, которые должны были бы получаться после захвата α -частицы и вылета протона, в большинстве случаев неизвестны, и поэтому для оценки энергетических соотношений необходимо прибегать к экстраполяции. Если при такой экстраполяции исходить из кривых для энергии связи легких ядер, данных в предположении, что в ядрах имеются готовые α -частицы (т. е. располагать ядра в группы $4n$, $4n+1$, $4n+2$, $4n+3$, $4n+4$), то можно видеть (см. Гамов, „Строение атомного ядра и радиоактивность“), что условия для выбрасывания протонов легкими ядрами типа $4n$ очень неблагоприятны. Мы можем ожидать расщепления только при применении α -частиц огромной энергии. Так, для того чтобы выбить протон из кислорода, необходимо вести облучение α -частицами с энергией в $12 \cdot 10^6$ э.-в. (для реакции с захватом). Для более тяжелых элементов типа $4n$ расстояние между кривыми $4n+4$ и $4n+3$ уменьшается, и, действительно, на опыте наблюдается расщепление этих элементов, правда, очень слабое и с малой энергией вылетающих протонов.

С этой точки зрения, которая является очень вероятной, но еще не окончательно обязательной, поскольку приходится пользоваться не совсем надежной экстрапо-

ляцией, расщепления ядер типа $4n$ просто не могут быть вызваны современными средствами эксперимента.

Можно однако иметь в виду и иные соображения при объяснении рассматриваемых соотношений.

Резерфорд при обзоре данных об искусственном расщеплении элементов отмечает, что при анализе этих явлений необходимо учитывать вероятность самой ядерной реакции. Так, Блэккетом был снят случай рассеяния α -частицы ядром азота на угол в $110-120^\circ$; для тех α -частиц, с которыми производился опыт [в качестве источника был использован препарат Th (B+C)], ближайшее расстояние между частицами было $3,5 \cdot 10^{-13}$ см, несмотря на это расщепление не имело места, хотя оно обнаруживается и при меньших сближениях (до $6 \cdot 10^{-13}$ см). Аналогичные случаи наблюдались также и Кэртинсом¹³⁾.

Если даже считать эти факты не совсем убедительными, имея в виду статистический характер прохождения α -частицы через потенциальный барьер, все же сейчас можно утверждать, что вероятность ядерной реакции определяется не одними только условиями прохождения бомбардирующей частицы в ядро и возможностью реакции с энергетической точки зрения. Особенно ясно это видно на реакции расщепления Li и B быстрыми протонами.

Имея в виду сказанное, можно предполагать, что устойчивость ядер типа $4n$ связана, быть может, с малым значением вероятности процессов захвата этими ядрами налетающих α -частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rutherford. Phil. Mag. 37, 581, 1919.
2. Rutherford and Chadwick. Phil. Mag. 42, 809, 1921.
3. Rutherford, Chadwick, Ellis. Radiations from Radioactive Substances, 1930 (готовится русское издание).

4. Chadwick and Bieler. *Phil. Mag.* **42**, 923, 1921.
5. Rutherford and Chadwick. *Phil. Mag.* **605**, 1927.
6. Bieler. *Proc. Roy. Soc. A* **105**, 434, 1924.
7. Rutherford and Chadwick. *Phil. Mag.* **50**, 889, 1925.
8. Riezler. *Proc. Roy. Soc.* **136**, 154, 1931.
9. Гамов. Строение атомного ядра и радиоактивность, ГГИИ, 1932
10. Gurney. *Nature* **122**, 439, 1928.
11. Bothe und Fränz. *Zs. f. Phys.* **49**, 1, 1928.
12. Heidenreich. *Zs. f. Phys.* **86**, 675, 1933.
13. Chadwick, Constable, Pollard. *Proc. Roy. Soc.* **130**, 463, 1932.
14. Becker und Bothe. *Naturwiss.* **20**, 349, 1932.
15. Pollard. *Phys. Rev.* **45**, 555, 1934.
16. Blackett. *Proc. Roy. Soc.* **107**, 349, 1925.
17. Perrin. *C. R.* **194**, 2211, 1932.
18. Steudel. *Zs. f. Phys.* **77**, 139, 1932.
19. Pollard. *Proc. Roy. Soc.* **141**, 375, 1933.
20. Pose. *Zs. f. Phys.* **72**, 528, 1931.
21. Chadwick and Constable. *Proc. Roy. Soc.* **135**, 48, 1932.
22. Bothe und Becker. *Zs. f. Phys.* **66**, 289, 1930.
23. König. *Naturwiss.* **22**, 150, 1934.
24. Klarman. *Zs. f. Phys.* **87**, 411, 1934.
25. Rutherford and Chadwick. *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **25**, 186, 1929.
26. Pose. *Zs. f. Phys.* **64**, 1, 1930.
27. Hoffman and Pose. *Zs. f. Phys.* **56**, 405, 1929.
28. Pose. *Zs. f. Phys.* **67**, 194, 1931.
29. Pose und Diebner. *Zs. f. Phys.* **75**, 753, 1932.
30. Haxel. *Zs. f. Phys.* **83**, 323, 1934; **88**, 347, 1934.
31. Curtiss. *Phys. Rev.* **31**, 1128, 1928.

ГЛАВА II

НЕЙТРОН

Открытие нейтрона. Боте и Беккер¹⁾ обнаружили, что некоторые элементы испускают при α -облучении проникающее излучение. Они приписали это излучение γ -квантам. Оказалось однако, что в его составе присутствуют также некоторые новые частицы. Кюри—Жолио²⁾ и Вебстер³⁾ продолжили дальше опыты Боте и Беккера, причем первые сделали ряд весьма интересных наблюдений, которые впоследствии и привели Чадвика к открытию нейтрона, частицы с зарядом нуль и массой, приблизительно равной массе протона. Кюри и Жолио обнаружили, что ионизационный ток в камере, куда попадало излучение от бериллия, обстреливаемого α -частицами, сильно возрастает, когда ее отверстие закрыто веществом, содержащим водород (парафин, целлофан, вода). При этом оказалось, что лучи, возбуждающие дополнительную ионизацию, очень сильно поглощаются листом алюминия толщиной в 0,2 мм. Было сделано предположение, что дополнительная ионизация вызывается потоком протонов, вырванных из вещества бериллиевыми лучами. Это заключение было подтверждено непосредственным наблюдением путей частиц в камере Вильсона как самими Кюри и Жолио, так и Разетти⁴⁾.

Кюри и Жолио предположили, что протоны возникают в результате Комптон-эффекта от γ -лучей бериллия. Эта гипотеза встретила однако сразу же ряд трудностей. Если по наблюдаемому пробегу определить энергию кванта бериллиевых лучей, то она оказывается рав-

ной $50 \cdot 10^6$ э.-в. Представляется неясным, каким образом может возникнуть столь жесткое излучение. Наибольшее мыслимое выделение энергии соответствовало бы захвату ядром Be^9 α -частицы с образованием ядра C^{13} . Но и в этом случае величина кванта не может превосходит $14 \cdot 10^6$ э.-в.

Вопрос о происхождении вторичных лучей, наблюдаемых при прохождении излучения бериллия, был детально исследован Чадвиком⁶⁾, который в этих опытах пользовался малой ионизационной камерой, соединенной с осциллографом. Чадвик показал, что вторичные лучи получаются не только из водорода, но и из азота и аргона. Если считать, что эти ядра отдачи приобрели свою скорость при Комптон-эффекте, то для величины кванта получается при расчете из пробегов протонов энергия в $50 \cdot 10^6$ э.-в. атомов азота $100 \cdot 10^6$ э.-в. и атомов аргона $150 \cdot 10^6$ э.-в. Таким образом становится очевидным, что гипотеза о Комптон-эффекте в применении к данному случаю оказывается неудовлетворительной.

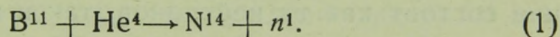
Было показано, что наблюдаемые величины пробегов хорошо согласуются с предположением о том, что из бериллия при бомбардировке его α -частицами вылетают быстрые частицы с массой, равной 1; заряд же этих частиц мы должны принять равным нулю, так как только в этом случае можно согласовать опыты по поглощению излучения с гипотезой о его природе.

Эти новые опыты показали, что максимальная скорость протонов, выброшенных бериллиевыми нейтронами из парафина, составляет около $3,3 \cdot 10^9$ см/сек. Отсюда мы можем вычислить максимальную энергию, которая может быть передана соударяющимися нейтронами другим атомам. Оказывается, что результаты вычислений находятся в полном соответствии с энергиями, наблюдаемыми на опыте. Так, атом азота при центральном ударе с нейтронами, скорость которых достигает $3,3 \cdot 10^9$ см/сек, должен

приобрести скорость в $4,4 \cdot 10^8$ см/сек. Это соответствует энергии в $1,4 \cdot 10^6$ э.в., т. е. пробегу в 3,3 мм воздуха, и количеству ионов в 40 000. Аналогично атом аргона должен приобрести энергию в $0,54 \cdot 10^6$ э.в. и создать около 15 000 пар ионов. Все эти цифры, как было показано Фезером, хорошо согласуются с экспериментом, в котором для азота, например, получился пробег в 3,5 мм воздуха.

Точное значение массы нейтрона из опытов над излучением бериллия не могло быть получено то в время Чадвиком, так как тогда еще не было известно точное значение массы атома бериллия. Для вычисления массы нейтрона Чадвик исследовал их энергии при бомбардировке α -частицами бора. Максимальный пробег протонов отдачи оказался равным в этом случае 16 см воздуха, что отвечает скорости в $2,5 \cdot 10^9$ см/сек.

Чадвик предположил, что расщепление бора идет по уравнению:



Кинетические энергии в единицах масс следующие: α -частицы полония — 0,00565, нейтрона — 0,0035, ядра азота — 0,00061. Мы находим таким образом, что масса нейтрона равна 1,0067. Учитывая ошибки в измерениях масс, мы можем заключить, что масса нейтрона лежит между 1,005 и 1,008. Значение массы нейтрона, данной Чадвиком (1,0067), теперь можно считать наиболее вероятным; во всяком случае правдоподобно, что эта масса меньше массы протона. Вокруг этого вопроса развернулась оживленная дискуссия, причем Кюри и Жолио, на основании ряда соображений, давали для массы нейтрона значение в 1,010, а Лауренс в 1,0006 массовых единиц. В последнее время Кюри и Жолио вновь вернулись к этому вопросу и опять настаивали на том, что значение массы нейтрона больше массы протона. Метод их вычисления,

однако, связан при настоящем положении вещей с рядом неопределенностей и является в силу этого не доказательным. После исследований Мейтнери Филиппа и особенно Деннинга, определивших верхнюю границу энергии нейтронов из бериллия, масса которого была очень точно определена Бейнбриджем*), становится более вероятным, что масса Чадвика является правильной. Наконец, из своих опытов по расщеплению дейтона γ -лучами ThC'' Чадвик получает для массы нейтрона значение 1,008 **), считая этот метод, (но пока что не предварительное значение) наиболее точным.

Обратимся теперь к рассмотрению условий испускания элементами нейтронов при облучении γ -частицами.

Литий. Кюри и Жолио⁷⁾ обнаружили по ионизации проникающее излучение из лития. Это излучение обладает очень малой интенсивностью и обследовано пока еще очень грубо.

Опыты по поглощению показали, однако, что излучение состоит как из нейтронов, так и из α -лучей. Это разделение было сделано из сравнительных измерений поглощения в свинце и парафине. Далее будет выяснено, что если какое-либо проникающее излучение поглощается в легком веществе сильнее, чем в тяжелом (при расчете на одну и ту же поверхностную массу), то это значит, что это излучение в значительной своей части состоит из нейтронов. В случае возбуждения лития α -лучами полония с полной начальной энергией наблюдается более значительное поглощение излучения в парафине, чем в свинце, что указывает на присутствие нейтронов в составе этого излучения. Если же литий подвергается возбуждению, за медленными лучами полония, то даже в том случае, когда пробег уменьшен всего на 5 мм,

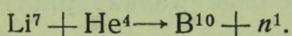
*) Bainbridge. Phys. Rev. 43, 367, 1933.

**) Chadwick and Goldhaber, Nature 134, 1934.

заметного поглощения излучения в параффине уже не наблюдается. Наконец, ионизация исчезает, когда энергия α -частиц падает до $3 \cdot 10^6$ э.в.

Из этих опытов можно заключить, что литий при попадании в него α -частиц с энергией, несколько большей $3 \cdot 10^6$ э.в., испускает γ -лучи, нейтроны же можно заметить только при энергии α -частиц в $5 \cdot 10^6$ э.в.

Этот результат в отношении испускания нейтронов согласуется со следующим механизмом ядерной реакции:



Согласно этому уравнению граница испускания нейтронов должна близко соответствовать энергии α -частиц в $5 \cdot 10^6$ э.в.

Испускание γ -лучей, которое, кроме Кюри и Жолио наблюдалось также Вебстером³⁾, не может быть истолковано как процесс, который сопровождает то или иное корпускулярное излучение. Можно предположить, что в этом случае происходит возбуждение ядер Li^6 и Li^7 без захватывания α -частицы и без превращения ядра.

Бериллий. Условия испускания нейтронов бериллием исследовались в первой же работе Чадвиком⁵⁾ методом камеры Вин-Вильямса. Источник полония, осажденного на серебряном диске диаметром в 1 см, располагался около диска чистого бериллия диаметром в 2 см. Ионизационная камера с отверстием в 18 мм была покрыта тонкой алюминиевой фольгой и имела глубину в 15 мм. Эта камера обладала очень малым естественным эффектом, давая в среднем около семи спонтанных отклонений в час.

На пути излучения, как раз перед отверстием счетчика, располагалась пластинка парафина. Помещая между ней и счетчиком поглощающие экраны из алюминия, можно было получить кривую поглощения выброшенных нейтронами протонов. В первой работе, которая содержала лишь неточные данные, было обнаружено, что

максимальный пробег протона равен приблизительно 40 см воздуха. Этот пробег соответствует скорости в $3,3 \cdot 10^9$ см/сек и энергии $5,7 \cdot 10^6$ э.в. В дальнейшем рассматриваемый процесс детально был исследован тем же Чадвиком⁸⁾, Разетти⁹⁾, Кюри—Жолио¹⁰⁾ и Бернardini¹¹⁾, работавшими с α -частицами полония, и Деннингом¹²⁾, использовавшим препарат эманации радия. Указанные авторы пришли в общем к сходным заключениям о механизме излучения нейтронов бериллием и дали одинаковые численные характеристики явления. Усло-

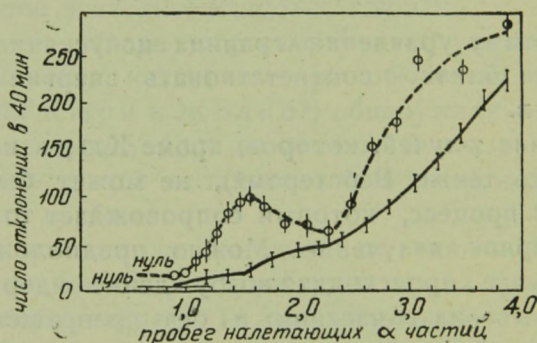


Рис. 21.

вия возбуждения излучения α -частицами полония наиболее подробно были обследованы Чадвиком. На рис. 21 показана сплошной кривой полученная им зависимость числа протонов отдачи, выброшенных нейтронами из парафина, от пробега бомбардирующих бериллий α -частиц. Кривая заставляет предполагать существование двух резонансных уровней, первый из которых соответствует энергии в $1,4 \cdot 10^6$ э.в. (пробег 0,8 см), а второй — $2,5 \cdot 10^6$ э.в. (пробег 1,46 см)]. Быстрое возрастание количества освобожденных нейтронов имеет место, когда пробег α -частиц полония начинает превышать 2,25 см (энергия $3,5 \cdot 10^6$ э.в.). Это соответствует α -частицам, проникающим сквозь потенциальный барьер и над ним.

Существование резонансных уровней было подтверждено измерением количества нейтронов, испускаемых тонкими пленками бериллия. Последние изготовлялись испарением в пустоте бериллия и конденсацией его на охлажденном медном диске. Результаты этих измерений показаны на том же рисунке пунктирной кривой. Первый резонансный уровень лишь смутно намечается на ней, в то время как второй уровень виден вполне отчетливо. Имеет место весьма определенное уменьшение числа нейтронов, испускаемых тонкой пленкой, когда пробег α -частиц возрастает с 1,6 до 2,2 см, после чего следует быстрый подъем, соответствующий α -частицам, проникающим через вершину барьера. Полученная кривая возбуждения вполне аналогична той, которая была дана Боте и Беккером для возбуждения α -частицами γ -лучей из того же бериллия. Следует ожидать, что оба эти процесса имеют одинаковые кривые возбуждения не только потому, что оба они обусловлены вероятностью проникновения α -частицы в ядро бериллия; можно думать, что эти процессы связаны более тесным образом. Боте и Беккер нашли, что энергия γ -лучей из бериллия не зависит от энергии падающих α -частиц и может быть больше последней. Как указали эти авторы, это означает, что испускание γ -лучей не является независимым процессом и, вероятно, сопровождает испускание нейтронов.

С этой точки зрения мы могли бы ожидать не одну, а две группы нейтронов из тонкого слоя бериллия. Наличие двух групп было отмечено Кюри — Жолио и Савелем¹³⁾, которые заметили, что пробег протонов, выбитых бериллиевыми нейтронами из параффина, в некоторых случаях может достигать 70 см вместо обычных 28 см. Кюри, Жолио и Савель производили свои опыты с толстым слоем бериллия. Чадвик в опытах с тонким слоем получил кривую поглощения, данную на рис. 22. Как видим, большинство протонов имеет пробег от 23 до

24 см, но есть и более быстрые, причем, как указывает Ча двик, возможно, что максимальный пробег их может достигать 100 см. Результаты, полученные с толстым слоем бериллия, также показали присутствие группы протонов с пробегом в 24 см и кроме того группы с пробегом от 65 до 75 см.

Таким образом на основании этих опытов с определенностью было установлено рядом исследователей, что при облучении бериллия α -частицами полония

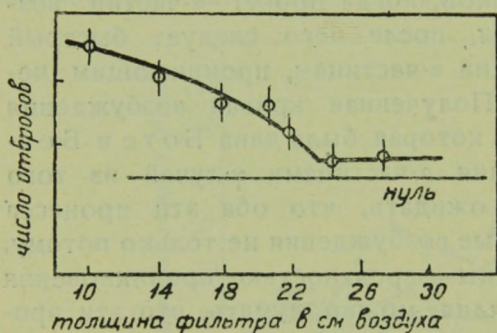
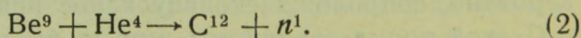


Рис. 22.

имеет место резонансное расщепление и расщепление частицами, проникающими сквозь барьер, причем получаются две группы нейтронов с энергиями в $4,1 \cdot 10^6$ э.-в. (пробег и скорость соответственно 24 см и $2,8 \cdot 10^9$ см/сек.) и

$8 \cdot 10^6$ э.-в. (пробег и скорость 65—70 см и $4 \cdot 10^9$ см/сек.).

Интерпретация механизма расщепления может быть дана в виде уравнения:



Если взять по Бейнбриджу массу Be^9 равной 9,0132, а массы He^4 и C^{12} по Астону 4,0016 и 12,003, то для энергии нейтронов (при допущении, что его масса 1,0067) получается значение в $11,9 \cdot 10^6$ э.-в. при облучении полнопробежными α -частицами полония. Как мы видим, эта энергия значительно больше той, которая была установлена в опытах по поглощению протонов отдачи. Впрочем, заметим, что здесь были получены указания и на более быстрые частицы. Ниже мы увидим, что

в самое последнее время эти указания получили более определенное значение в исследованиях Деннинга.

Для того чтобы согласовать наблюдаемые в опыте группы с уравнением, необходимо допустить, что значительная часть энергии, выделяемой в реакции, испускается в виде γ -лучей. В этом случае основная группа нейтронов из бериллия с энергией в $4 \cdot 10^6$ э.-в. должна сопровождаться излучением энергии, квант которого должен достигать значений в $7 \cdot 10^6$ э.-в. Здесь вся схема сталкивается с некоторым затруднением, так как это значение выше, чем величина $5 \cdot 10^6$ э.-в., найденная Бекером и Боте из измерений пробега в алюминии вторичных электронов, появляющихся под действием этих γ -лучей. Правда, есть свидетельство в пользу того, что энергия γ -лучей выше $5 \cdot 10^6$ э.-в. Так, Оже¹⁴) наблюдал в камере Вильсона след одной β -частицы, возникающей под действием этой радиации, которая имела энергию в $6,5 \cdot 10^6$ э.-в. Столь же быстрые электроны наблюдались Чадвиком, Блэккетом и Оккиа-лини¹⁵).

Следует думать, таким образом (это становится особенно ясным при рассматривании опытов Деннинга), что данные Беккера и Боте несколько преуменьшены и что принятое выше толкование группы с энергией в $4 \cdot 10^6$ э.-в. является верным.

Вторая группа нейтронов с энергией в $8 \cdot 10^6$ э.-в., по-видимому, возникает в результате резонансного расщепления. Если вести расчет по формуле (2) и принять энергию α -частиц для резонансных уровней согласно измерениям Чадвика в $1,4 \cdot 10^6$ э.-в. и $2,5 \cdot 10^6$ э.-в., то энергия нейтронов должна получиться равной $8 \cdot 10^6$ э.-в. и $9,1 \cdot 10^6$ э.-в., что и находится в хорошем соответствии с опытом. Таким образом эти нейтроны излучаются без сопровождающих их γ -квантов. В случае резонансного расщепления с γ -излучением должны были бы получиться

очень медленные нейтроны с энергией порядка $1 \cdot 10^6$ э.в., которые были установлены позднее.

Обратимся теперь к опытам Деннинга¹⁰⁾, представляющим интерес в двух отношениях: здесь прежде всего впервые была определенно установлена верхняя граница энергии нейтронов из бериллия, и кроме того дан спектр нейтронов для практически очень распространенного теперь источника этих частиц. Деннинг работал с очень мощным α -излучателем, изготовленным в виде забитой бериллиевым порошком небольшой (диаметром 4 мм) стеклянной ампулки, которая наполнялась эманацией радия до 1800 милликюри. Таким образом по числу α -частиц аппарат был эквивалентен 5400 милликюри полония. Здесь можно указать, что в распоряжении Кюри и Жолио был препарат полония в 150, а Чадвика всего лишь в 25 милликюри. Таким образом, Деннинг мог использовать меньшие телесные углы в измерениях и получать более резкие кривые. Стеклянная ампулка загоразживалась от приемника фильтром в 3 см свинца, что позволяло несколько снижать γ -излучение препарата. Счет протонов производился в камере Вин-Вильямса. Протоны из парафина попадали в очень короткую (1 см) камеру с плоскими электродами, между которыми прикладывалась разность потенциалов в 1000 V. При подсчете числа отбросов за нулевую линию принималась не та, которая отвечала положению светового пятна в отсутствии источника, а несколько смещенная в виду наличия фона, обусловленного вторичными электронами от γ -излучения.

Полученная Деннингом кривая поглощения протонов отдачи дана на рис. 23. Здесь по оси ординат отложена разность между числом отбросов при наличии и в отсутствии парафиновой пластины, когда счетчиком фиксировались столкновения нейтронов с ядрами атомов газа, заполняющего ионизационную камеру. Для каждой точки кривой

было сосчитано от 1000 до 3000 импульсов. Анализ этой кривой позволяет установить четыре группы с энергиями

- от $0,5$ до $1,5 \cdot 10^6$ э.в. (не особенно резкая группа),
- в $4 \cdot 10^6$ э.в. (пробег протона 30 см),
- в $6,5 \cdot 10^6$ э.в. (пробег протона 50 см),
- в $8 \cdot 10^6$ э.в. (пробег протона 70 — 75 см).

Кроме того можно видеть, что имеются и более быстрые протоны. Для определения верхней границы про-

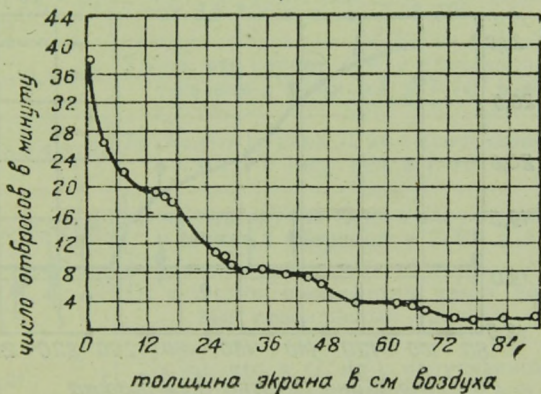


Рис. 23.

тонов была предпринята специальная серия измерений, где счет частиц производился в течение 200 часов. Этот участок спектра дан на рис. 24, где дано число отбросов с параффиновой пластиной, и отдельными точками представлен фон в счетчике для ряда поглощающих экранов. Таким образом, получаются еще две группы с пробегами в 160 и 200 см, что соответствует энергиям в $12,5 \cdot 10^6$ э.в. и $14,2 \cdot 10^6$ э.в. Эти самые быстрые нейтроны хорошо соответствуют схеме Чадвика. Если допустить, что они получаются при столкновении ядра бериллия с полнопробежными α -частицами RaC' (с энергией

в $7,68 \cdot 10^6$ э.-в.) и принять, что масса нейтрона равна 1,0068, то из уравнения для энергии нейтронов получается значение в $14,2 \cdot 10^6$ э.-в., т. е. как раз то, которое установлено на опыте.

Разберем теперь, следуя Деннингу, происхождение остальных групп нейтронов. Здесь автор исходит из уже рассмотренной нами схемы и допускает вместе с Чадвиком и Кюри—Жолио, что в ядре бериллия существуют два резонансных уровня в $1,4 \cdot 10^6$ э.-в. и $2,5 \cdot 10^6$ э.-в. и что заметный эффект расщепления α -частицами, про-

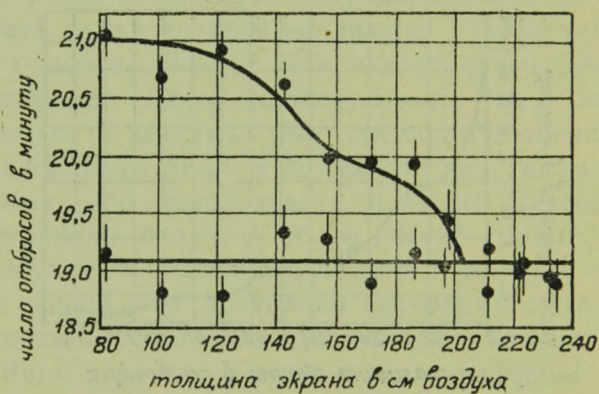


Рис. 24.

ходящими через барьер, начинается с $3,5 \cdot 10^6$ э.-в. Кроме этого. Деннинг допускает γ -излучение с энергией в $7 \cdot 10^6$ э.-в. Тогда возможные значения энергии нейтронов могут быть представлены в виде таблицы 7.

Группы *A* и *B* не разрешаются в опыте и соответствуют наблюдаемой широкой полосе протонов с пробегом 165 см. Относительно группы *C* уже было сказано выше, пробег протонов здесь достигает 200—210 см.

Группы *D* и *E* представлены на опыте протонами с пробегом 30 см. Группа же *F* хорошо соответствует протонам с пробегом в 60 см. Эти три группы соответствуют

Таблица 7.

Энергия групп нейтронов в э.-в.	Происхождение группы	Наименование группы
От $10,1$ до $12 \cdot 10^6$	От α -частиц эманации радия с энергиями от $3,5 \cdot 10^6$ э.-в. до $5,44 \cdot 10^6$ э.-в.	<i>A</i>
От $10,1 \cdot 10^6$ до $12,5 \cdot 10^6$	От α -частиц RaA с энергиями от $3,5 \cdot 10^6$ э.-в. до $5,97 \cdot 10^6$ э.-в.	<i>B</i>
От $10,110^6$ до $14,2 \cdot 10^6$	От α -частиц RaC' с энергиями от $3,5 \cdot 10^6$ э.-в. до $7,68 \cdot 10^6$ э.-в.	<i>C</i>
От $2,7 \cdot 10^6$ до $4,4 \cdot 10^6$	То же, что группа <i>A</i> , но с испусканием γ -кванта с энергией в $7 \cdot 10^6$ э.-в.	<i>D</i>
От $2,7 \cdot 10^6$ до $4,9 \cdot 10^6$	То же, что группа <i>B</i> , но с испусканием γ -кванта с энергией в $7 \cdot 10^6$ э.-в.	<i>E</i>
От $2,7 \cdot 10^6$ до $6,5 \cdot 10^6$	То же, что группа <i>C</i> , но с испусканием γ -кванта с энергией в $7 \cdot 10^6$ э.-в.	<i>F</i>
$7,8 \cdot 10^6$	От α -частиц, прошедших через первый резонансный уровень	<i>G</i>
$0,8 \cdot 10^6$	То же, что и <i>G</i> , но с испусканием γ -кванта с энергией в $7 \cdot 10^6$ э.-в.	<i>H</i>
$9,1 \cdot 10^6$	От α -частиц, прошедших через второй резонансный уровень	<i>I</i>
$1,5 \cdot 10^6$	То же, что группа <i>I</i> , но с испусканием γ -кванта с энергией в $7 \cdot 10^6$ э.-в.	<i>J</i>

рассмотренной нами ранее при изложении опытов Чадвика первой медленной, но интенсивной группе нейтронов с пробегом в 23—24 см.

Наконец, и резонансная группа *G* хорошо выявляется в опыте в виде протонов с пробегом в 70—75 см, здесь существенно подчеркнуто резонансное происхождение этой группы постоянством пробега протонов у ис-

следователей, работавших с α -частицами различной энергии.

Группа H и I не могут быть определенно установлены на основании имеющихся опытных данных. Также не является и группа J , но по всей вероятности из-за не-которой неопределенности экспериментальных условий.

В заключение можно заметить, что на основании ряда других экспериментальных данных было показано, что верхняя граница нейтронов из бериллия действительно близка к той, которая соответствует уравнению (2), (16), (17), (18). Особенно интересны в этом отношении результаты, полученные в камере Вильсона Мейтнер и Филиппом¹⁸). В качестве верхнего предела для энергии нейтронов они указывают те же значения в $13-14 \cdot 10^6$ э.в., которые были получены Деннингом.

В этих опытах были исследованы также протоны отдачи от медленных нейтронов, еще ранее обнаруженных Оже. На основании того, что эти нейтроны также давали при рассеянии шаровую симметрию (см. стр. 75), авторы заключили, что эти нейтроны также идут из источника, а не представляют собой вторичных рассеянных лучей. Энергия медленных нейтронов лежит в пределах между $2 \cdot 10^5$ и $2 \cdot 10^6$ э.в., и возможно, что эти частицы отвечают резонансному расщеплению бериллия с испусканием γ -излучения.

Число медленных нейтронов велико, и если судить по числу протонов отдачи, то достигает 55% общего числа. Такая оценка может оказаться, однако, преувеличенной, так как эффективное сечение для соударения нейтронов с протонами больше для медленных нейтронов (см. стр. 74).

Мы видели, что баланс реакции положителен, и таким образом для нее не должно существовать границы возбуждения; даже очень медленные α -частицы, но направленные в большом числе на бериллий, должны вызывать заметный эффект расщепления. Крен, Лаури т-

сен и Солтан¹⁹⁾ подтвердили опытом эти заключения, направив на бериллий пучок гелиевых ионов с энергией от 6 до $9 \cdot 10^5$ э.-в. при токе на мишень в $10 \cdot 10^{-6}$ А. При работе высоковольтной трубки, с которой производились эти исследования, под пучок ионов попеременно подставлялись то латунь, то бериллий. Это позволяло исключить из измерений фон в ионизационной камере, создаваемый γ -лучами из катода трубки.

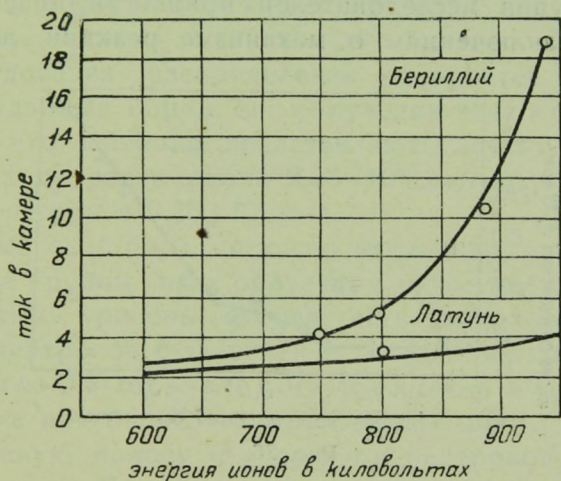


Рис. 25.

Для снижения фона ионизационная камера и электро-скоп защищались кроме того 5 см свинца. Результаты измерений даны на рис. 25 для случая, когда ионизационная камера внутри была выложена параффином. Как видно, уже при энергии иона в $6 \cdot 10^5$ э.-в. можно заметить излучение из бериллия. В том случае, когда параффина в камере не было, ионизационный ток в случае бериллия был больше тока от латуни всего лишь на 20%. Таким образом, ясно, что в данном случае мы действительно имеем дело с нейтронным излучением. Точного определения интенсивности излучения авторами произведено

не было, они ограничиваются лишь указанием на то, что она близка к обычно получаемой при обстреле α -частицами полония.

Бор. Испускание нейтронов при излучении бора α -частицами исследовалось Чадвиком^{5,8)} и Кюри—Жолио, с одной стороны, и Киршем — Ридером²⁰⁾ и Боннером—Мотт-Смитом²¹⁾, с другой. Во всех случаях испускание возбуждалось α -частицами полония. Первая группа исследователей пришла в общем к одинаковым заключениям о механизме реакции, дав сверх

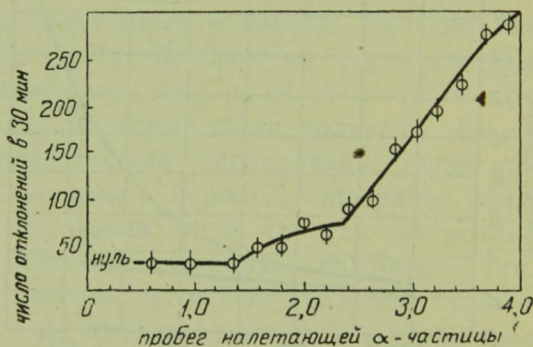


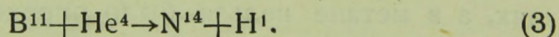
Рис. 26.

этого и очень близкие численные характеристики явления. Чадвик работал с камерой Вин-Вильямса, Кюри и Жолио с ионизационной камерой и электрометром Гофмана. Для функции возбуждения Чадвиком была получена кривая, данная на рис. 26. Пока скорость α -частиц такова, что их пробег в воздухе не превышает 1,4 см, нейтронов не наблюдается. С увеличением скорости α -частиц число появляющихся нейтронов возрастает до стационарного значения в небольшом участке кривой, после чего, начиная со скорости, соответствующей пробегу от 2,4 см до максимального в 3,85 см, это число быстро растет. Таким образом можно думать, что

α -частицы с пробегом 1,4 см попадают в ядро атома бора через резонансный уровень, а те α -частицы, пробег которых равен 2,4 см и превышает эту величину, проникают в ядро через потенциальный барьер или его вершину. Соответствующие значения энергии равны $2,4 \cdot 10^6$ э.-в. (по Кюри и Жолио $2,2 \cdot 10^6$ э.-в.) для резонансного уровня и около $3,7 \cdot 10^6$ э.-в. для вершины потенциального барьера или, вернее, для той точки его, начиная с которой α -частицы проникают в заметном количестве.

Исследования распределения скоростей нейтронов, освобождаемых бором, при облучении тонкого слоя показывают, что нейтроны представляют одну группу частиц, имеющих скорость около $2,53 \cdot 10^9$ см/сек, что соответствует энергии в $3,35 \cdot 10^6$ э.-в.

Толстый слой бора, согласно этим данным, должен давать две группы при облучении α -частицами полония. Резонансный уровень должен дать монохроматическую группу нейтронов с энергией и скоростью, соответственно равными $0,6 \cdot 10^9$ э.-в. и $1,07 \cdot 10^9$ см/сек, а α -частицы, проникающие над барьером, должны вызывать широкую и непрерывную полосу с энергиями нейтронов от 1,9 до $3,35 \cdot 10^6$ э.-в. По Чадвику рассматриваемая реакция может быть представлена уравнением:



Здесь можно напомнить, что именно из этой реакции Чадвик, используя значение энергии нейтронов, определил его массу.

Мы отмечали уже, что в случае бериллия нет определенной границы возбуждения, что особенно ясно из опытов Лауритсена с расщеплением бериллия гелиевыми ионами в высоковольтной трубке. В случае бора, наоборот, в реакции имеет место поглощение энергии, и следовательно нейтроны могут появиться только при определенной энер-

гии α -частиц вне зависимости от вероятности их проникновения в ядро через потенциальный барьер. Кюри и Жолио специальными опытами пытались найти эту границу и тем подкрепить основное уравнение, которое было использовано для расчета массы нейтрона. Они показали, что, действительно, нейтроны начинают испускаться только при энергии α -частиц в $2 \cdot 10^6$ э.в., причем при малых энергиях нет никаких следов излучения. Кривая возбуждения имеет здесь очень резкий обрыв.

Описанным данным Чадвика и Кюри — Жолио противоречат результаты исследований Кирша — Ридера и Мотт-Смита — Боннера, обнаруживших большое число нейтронных групп. Мы остановимся лишь на последней работе. Опыт ставился в камере Вильсона, в которой снимались следы протонов отдачи, выбрасываемых нейтронами из ядер атмосферы камеры. В виду того, что интенсивность излучения мала (опыт производился с препаратом полония в 10 милликюри), авторы подняли давление в камере до 12,9 атмосферы. Всего было снято 4000 фотографий, 2000 при наполнении камеры водородом, 2000 при наполнении метаном. Было удобно применять два газа, так как в водороде очень быстрые протоны доходили до стенок камеры и, стало быть, длина пробега не могла быть измерена в этих случаях, а в метане нельзя было определить с удовлетворительной точностью пробега медленных протонов. В водороде было получено 162, в метане 210 трэков. Результат измерений дан на рис. 27. Пересчет пробегов к нормальным условиям для фотографий в водороде производился по исследованию Герни *), а для фотографий в метане — по данным Ван-дер-Мерве **). Как видно, здесь получилось восемь групп нейтронов, скорости и энергии которых указаны в таблице 8.

*) Gurney, Proc. Roy. Soc. A. 135, 98, 1925.

**) Van der Merwe, Phil. Mag. 45, 379, 1923.

Максимальная энергия нейтронов из бора получилась несколько большей, чем определенная ранее. Это новое значение максимальной энергии понижает значение массы нейтрона до 1,0058. Авторы впрочем отмечают, что указанные быстрые нейтроны могут испускаться при расщеплении B^{10} , а не B^{11} .

Сейчас трудно сказать, насколько реальны отмеченные восемь групп нейтронов, так как число снятых трэков все еще недостаточно для достоверных суждений по этому вопросу.

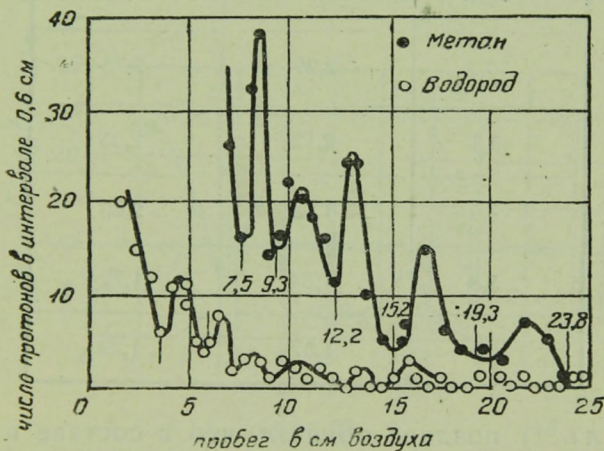


Рис. 27.

Фтор. Кюри и Жолио⁷⁾ подвергали действию α -частиц полония фтористый кальций. Было установлено предварительными опытами, что кальций дает эффект, которым можно пренебречь. По данным Кюри и Жолио, излучение фтора обладает весьма большой проникающей способностью и, так как оно проходит через 5 см свинца без заметного ослабления, а вместе с этим поглощение в слое парафина толщиной в 6,5 см значительно, ясно, что оно в большей своей части состоит из нейтронов.

ТАБЛИЦА 8

Максималь- ный пробег протонов в см	Скорость нейтрона в 10^9 см/сек	Энергия нейтрона в 10^6 э.-в.
23,8	2,82	4,16
19,3	2,64	3,65
15,2	2,46	3,17
12,2	2,29	2,75
9,3	2,12	2,35
7,5	1,98	2,05
5,8	1,84	1,77
3,5	1,57	1,29

Савель²²⁾ позднее показал, что в составе излучения есть и γ -лучи с энергией в $1,3 \cdot 10^6$ э.-в.; он же подробнее исследовал вопрос о возбуждении. По его данным заметное нейтронное испускание начинается с энергии α -частиц в $2,5-2,7 \cdot 10^6$ э.-в. Как Кюри и Жолио, так и Савель считали, что нейтронное излучение из фтора представляется потоком очень быстрых нейтронов. Однако исследования Боннера и Мотт-Смита²³⁾ в противоположность этому показали, что нейтроны из фтора являются медленными. Методика этих исследований была той же, как и указанная ранее в опытах с бором. Камера Вильсона наполнялась здесь водородом. На 9000 фотографиях получилось 205 следов атомов отдачи,

распределение которых по пробегам дано на рис. 28. Энергии нейтронов оказываются малыми и не превосходят $2,5 \cdot 10^6$ э.-в. Очень интересным, но, правда, еще не окончательно установленным фактом является дискретность энергии нейтронов, которая была уже отмечена выше, согласно данным тех же исследователей для случая бора. Авторы предполагают, что эти группы возникают в результате прохождения α -частицы через те же резонансные уровни, как и установленные Чадвиком и Констэблом при расщеплении с излучением прото-

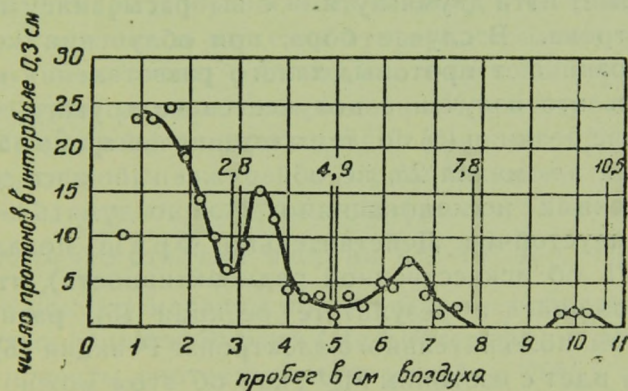
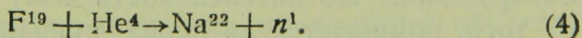


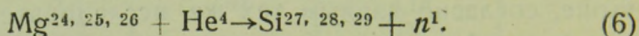
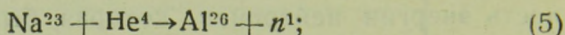
Рис. 28.

нов. В пользу этого предположения говорит то обстоятельство, что граница возбуждения нейтронного излучения из фтора лежит при тех же пробегах α -частиц в 2,3 см, которые отвечают по Чадвику и Констэблю первому резонансному уровню. Реакция, в результате которой возникает излучение нейтронов, может быть написана таким образом в виде:



Натрий и магний. Оба эти элемента, по данным Кюри и Жолио ⁷⁾, испускают при облучении их α -частицами полония проникающее излучение, которое силь-

нее поглощается парафином, чем свинцом (в опытах применялись в обоих случаях экраны в 3 г/см^2). Наиболее вероятно, что нейтроны излучаются здесь в результате реакции с захватом α -частицы:



Известно, что оба эти элемента так же, как и фтор, при облучении α -частицами испускают протоны. Таким образом реакция расщепления, захватившего α -частицу ядра, может идти двумя путями с выбрасыванием протона или нейтрона. В случае бора, при облучении которого также возникают протоны, такого разветвления нет, так как здесь это излучение получается из другого изотопа.

В случае реакции (5) после вылетания нейтрона образуется изотоп алюминия $2b$, не обнаруженный масс-спектрографическими исследованиями. Можно думать поэтому, что он неустойчив. Действительно, Фриш показал (см. главу VI об искусственной радиоактивности), что Al^{26} , образовавшийся в результате реакции (5), распадается с вылетом положительного электрона. Реакция (6), повидимому, идет с изотопом Mg^{24} , как об этом можно судить также по исследованиям над искусственной радиоактивностью. Дело в том, что в результате реакции (6) получается неустойчивое ядро, что может иметь место только для Mg^{24} , так как Si^{28} и Si^{29} устойчивы и были обнаружены в масс-спектрографических исследованиях.

Алюминий. Проникающее излучение из этого элемента, по данным Кюри и Жолио⁷⁾, сильнее поглощается 1 г/см^2 парафина, чем 1 г/см^2 свинца. Эти же исследователи обнаружили, что интенсивность излучения не меняется от того, помещается ли перед препаратом полония массивная алюминиевая пластина или тонкая фольга с воздушным эквивалентом 5 мм, и таким образом показали, что возбуждение нейтронов происходит только мало.

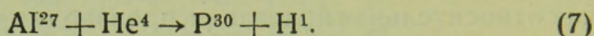
замедленными α -частицами с энергией от 4 до $5 \cdot 10^6$ э.-в. Эти заключения в основном были подтверждены исследованиями Савеля²⁴), которые были произведены им с ионизационной камерой повышенного давления. Камера последовательно наполнялась водородом и аргоном. Так как относительная ионизация, производимая пучком нейтронов и γ -лучей, различна в этих газах, то сопоставление результатов позволяет судить о составе излучения. Савель выяснил, что алюминий испускает при α -облучении как нейтроны, так и γ -лучи. Исследования поглощения в камере с аргоном показали, что γ -излучение является сложным и может быть представлено наложением двух компонент. Мягкая составляющая, интенсивность которой уменьшается в два раза фильтром 3,5 мм, соответствует энергии кванта в $5 \cdot 10^5$ э.-в., жесткая, начальная интенсивность которой в 3 раза больше интенсивности мягкой, характеризуется коэффициентом ослабления $\frac{\mu}{\rho_{\text{Fe}}} = 0,0045$, что отвечает энергии в $2 \cdot 10^6$ э.-в. Нейтроны также не монохроматичны по скоростям и представляются двумя компонентами. Экран в $4,4 \text{ г/см}^2$ парафина ослабляет эти компоненты соответственно на 34 и 29%, а экран из свинца — на 22 и 15%. Сопоставляя эти данные с полученными Чадвиком для нейтронов из бора, Савель указывает для верхней границы энергии нейтронов из алюминия значение в $2 \cdot 10^6$ э.-в.

Уменьшая скорость частиц, падающих на алюминий, Савель показал, что γ -излучение начинается с энергии α -частиц в $3,3 \cdot 10^6$ э.-в., а испускание нейтронов — с энергии в $4 - 4,3 \cdot 10^6$ э.-в., причем, повидимому, возникает при прохождении α -частицы через резонансный уровень.

Жесткая компонента γ -излучения, повидимому, обусловлена переходами между уровнями, о которых мы уже говорили выше при рассмотрении схемы Чадвика и Констэбля. Что касается мягкой компоненты, то она,

по всей вероятности, возникает в результате процесса аннигиляции позитронов, которые испускаются алюминием при облучении его α -частицами.

Для ядерной реакции здесь можно написать, предполагая захват α -частицы, уравнение:



Это уравнение получило весьма интересное подтверждение при исследовании искусственной радиоактивности, где было доказано образование изотопа фосфора.

Цинк. Кирш и Мацнер²⁵⁾ заметили, что при облучении цинка α -частицами на экране с сернистым цинком появляются сцинтилляции, если на пути от цинка к экрану расположить параффиновую пластинку. Сопоставление числа сцинтилляций в этом случае с числом сцинтилляций, которое получается в тех же условиях опыта, когда вместо цинка располагается бериллий, привело этих авторов к заключению, что нейтронное излучение из цинка в 100 раз более интенсивно, чем из бериллия. Деннинг¹⁰⁾ в условиях опыта, описанных ранее, также исследовал излучение цинка. Полученные им результаты приведены в таблице 9.

Таблица 9

Источник	Ве с эманацией радия	Zn с эманацией радия	Контрольный опыт эманация в стеклянной трубке
Число отбросов в час	2050	16,4	15,9

Поскольку опыты Деннинга были произведены с более надежным индикатором протонов отдачи, можно думать, что если на самом деле имеет место испускание нейтронов цинком, то энергия этих нейтронов не может превосходить $0,5-1 \cdot 10^6$ э.в.

Общие замечания. Мы рассмотрели таким образом реакции, в которых захват α -частицы ядром приводит

к образованию нового ядра и испусканию нейтрона. Новое ядро должно при этом иметь заряд на две единицы, а массу на три единицы больше, чем исходное.

Выход нейтронов весьма мал и сравним с выходом протонов при искусственном превращении элементов, происходящем под действием бомбардировки α -частицами. Наибольшим эффектом обладает бериллий, у которого выход, повидимому, достигает 30 нейтронов на каждые 10^6 α -частиц полония, направленных на толстый слой. У элементов со значительно большим атомным номером, выход чрезвычайно мал, порядка 1—2 нейтронов на 10^6 α -частиц полония. Относительная интенсивность нейтронного излучения по Жолио может быть представлена следующими данными (таблица 10).

Таблица 10

Элемент	Be	B	Li	Al	F	Na	Mg
Относительная интенсивность	10	1	1	0,2	0,2	0,1	0,1

Мы уже указывали, что нейтроны были получены из ядер Li, Be, F, Na, Mg и Al; вероятно, нейтроны можно получить из большинства элементов с более высокими атомными номерами вплоть до аргона, если только применять достаточно быстрые α -частицы. Было показано, что ядра H^2 , He^4 , C^{12} , N^{14} и O^{16} при воздействии α -частиц не дают излучения нейтронов в количестве, доступном для измерения.

Чадвик пытался поставить это обстоятельство в связь с общими законами строения ядер в той форме, как они были сформулированы Гейзенбергом. Последним было обосновано правило, согласно которому у всех устойчивых ядер масса ядра равна или больше удвоенного заряда. Если ядро с массой A и зарядом Z подвер-

гается изменению в результате захвата α -частицы и испускания нейтрона, новое ядро будет иметь массу $A+3$ и заряд $Z+2$. По мнению Чадвика, только в том случае, если в результате превращения будет получаться устойчивое ядро, это превращение возможно.

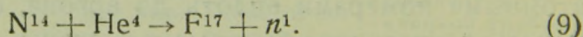
Но тогда

$$A+3 \geq (Z+2) \text{ или } A \geq 2Z+1. \quad (8)$$

Наложенное ограничение действительно не выполняется для H^2 , He^4 , C^{12} , N^{14} и O^{16} , но все же соображения Чадвика кажутся малоубедительными и даже прямо неверными, если мы будем иметь в виду явления искусственной радиоактивности.

Можно было бы, оставляя в стороне ход рассуждений, принять в качестве некоторого эмпирического правила критерий (8). Но этот критерий сам по себе противоречит экспериментальным данным. Так, согласно (8) испускание нейтронов из магния не может идти в результате превращения изотопа 24), между тем как в действительности именно этот изотоп излучает нейтроны при облучении α -частицами.

На основании ряда косвенных соображений можно далее думать, что N^{14} дает нейтронное излучение по реакции



И тогда неактивными элементами в отношении нейтронного испускания оказываются только элементы типа $4n$ и дейтон.

Оставляя в стороне последний, к рассматриваемому случаю можно отнести все, что было сказано выше для расщепления с излучением протонов.

Столкновение нейтронов с ядрами. Столкновение нейтронов с протонами. Независимо от принятой точки зрения на природу нейтрона, его взаимо-

действие с атомным ядром должно быть очень слабым, если расстояние ядра и нейтрона значительно превышает 10^{-12} см. При прохождении сквозь материю нейтрон не будет изменять своей траектории до тех пор, пока он не окажется в непосредственной близости от какого-нибудь ядра. Можно сказать, что рассеяние нейтронов вызывают главным образом внутренние поля ядер; эффективное сечение атома будет при этом того же порядка, что и размеры потенциального барьера ядра, и распределение рассеянных нейтронов не должно иметь заметной анизотропии.

Конечно, это только грубое описание процесса столкновения, однако уже первая теория процесса, которая была дана Мэсси²⁶⁾, приводит в значительной мере к тем же заключениям.

Мэсси представлял нейтрон в виде водородного атома, находящегося в нулевом квантовом состоянии. Поле такой частицы должно быть вполне аналогично полю водородного атома за пределами боровской орбиты, но масштаб расстояний должен быть значительно уменьшен. Это поле можно представить функцией

$$V(r) = e^2 \left(\frac{1}{r} + \frac{Z}{a_0} \right) e^{-\frac{2Zr}{a_0}}, \quad (10)$$

где Z — эффективный заряд ядра, который должен быть очень велик, а a_0 — радиус первой боровской орбиты водородного атома. Радиус нейтрона будет тогда равен $\frac{a_0}{Z}$.

Поле сил, действующих между нейтроном и ядром с зарядом Z' на расстояниях, превышающих радиус ядра, будет равно $Z'V(r)$.

Опыты по рассеянию нейтронов свинцом показывают, что при столкновениях эффективный радиус имеет тот же порядок величины, что и радиус ядра, и отсюда

Мэсси получил в качестве наименьшего значения Z величину 25 000 (это дает для радиуса нейтрона максимальное значение $2 \cdot 10^{-13}$ см).

Наибольший интерес в вопросах столкновения нейтронов с ядрами представляет столкновение нейтронов с протонами. Последние должны вести себя даже на весьма малых расстояниях как элементарные частицы. Если бы между нейтроном и протоном не было иного взаимодействия, кроме выражаемого функцией $V(r)$, эффективный радиус для таких столкновений не должен был бы превышать $1,4 \cdot 10^{-14}$ см. Расхождение с опытом, однако, в этом случае весьма велико, так как экспериментально найденный радиус достигает величины от 4 до $5 \cdot 10^{-13}$ см для нейтронов, летящих со скоростью $2,7 \cdot 10^9$ см/сек, и еще больше для более медленных нейтронов.

Прежде чем обсуждать причины такого расхождения, остановимся на экспериментальных данных о столкновениях нейтронов с протонами.

Эти столкновения не исследованы еще детально вследствие больших экспериментальных трудностей. Наиболее прямой метод изучения заключается в том, что известное число нейтронов определенной скорости впускают в камеру Вильсона, наполненную водородом, и фотографируют следы отброшенных атомов водорода. Это позволяет найти как частоту столкновения, так и распределение по углам отброшенных протонов. К сожалению, мы имеем только косвенные методы для определения числа нейтронов в пучке, а столкновения случаются столь редко, что опыт делается крайне длительным.

Некоторые данные, касающиеся углового распределения протонов, были получены этим методом Оже и Монод-Герценом²⁷⁾, Мейтнер и Филиппом, а также американским физиком Кюри²⁸⁾. Во всех этих опытах источником нейтронов служил бериллий, массивный слой

которого подвергался бомбардировке α -частицами полония. Вылетающие нейтроны имели различные скорости, в большинстве не превышавшие $2,8 \cdot 10^9$ см/сек. В опытах Оже преобладающее большинство отброшенных протонов появлялось при столкновении с медленными нейтронами. Распределение протонов, испытавших столкновение с нейтронами, было приблизительно равномерным. Кюри особенно тщательно исследовал протоны, выбитые более быстрыми нейтронами, и также нашел, что их распределение по углам вполне равномерно относительно центра массы движущейся системы.

Мейтнер и Филипп²⁹⁾ применяли для определения эффективного радиуса камеру Вильсона. Эти авторы предполагали, что толстый слой бериллия испускает 30 нейтронов на каждый миллион бомбардирующих его α -частиц полония, и измеряли в каждом отдельном опыте промежуток времени, за который в камере регистрировались следы, получаемые в результате действия источника α -частиц известной интенсивности. По частоте появления следов протонов Мейтнер и Филипп нашли, что эффективный радиус столкновения превышает величину $8 \cdot 10^{-13}$ см. Из сведений, указанных авторами, можно судить, что, повидимому, большинство столкновений, которые они наблюдали, происходило с медленными нейтронами, имеющими скорости, близкие к 10^9 см/сек.

Опыты Чадвика⁸⁾, в которых применялся метод электрического счета, в общем согласны с результатами Мейтнер и Филиппа. Распределение протонов по углам измерялось с помощью счета числа протонов, выбитых из парафиновых диафрагм различного диаметра. Результаты, хотя и весьма неточные, показали, что распределение протонов по углам приблизительно равномерное.

Чадвиком был определен также и эффективный радиус столкновения. Источником нейтронов служила тон-

кая пленка бериллия (эквивалентная толщина 5 мм воздуха), бомбардируемая частицами полония. Пучок нейтронов был при этом достаточно монохроматичным. Большинство частиц имело скорость $2,7 \cdot 10^9$ см/сек при небольшом количестве более быстрых нейтронов. Источник нейтронов юстировался в определенном положении относительно ионизационной камеры, приключенной обычным образом через усилитель к осциллографу. Камеру можно было откачивать и наполнять различными газами. Число отбросов осциллографа наблюдалось с камерой, наполненной поочередно водородом и более тяжелыми газами — азотом, кислородом или аргоном. Каждое отклонение осциллографа соответствовало появлению в камере атома, отброшенного при столкновении нейтрона с ядром. Так как число нейтронов, попадающих в камеру, оставалось во всех случаях одним и тем же, число отбросов осциллографа должно было быть пропорциональным эффективному сечению ядер. Было обнаружено, что число отбросов с камерой, наполненной водородом, несколько меньше, чем при наполнении азотом или кислородом. Соответственно этому эффективный радиус при столкновениях с водородными ядрами должен быть немного меньше, чем с ядрами азота и кислорода. Подсчет числа отбросов осциллографа при установленной на пути нейтронов толстой пластинке графита позволил определить эффективный радиус ядра углерода. Найденное значение оказалось равным приблизительно $3,5 \cdot 10^{-13}$ см. Эффективные радиусы ядер азота и кислорода, вероятно, несколько больше, и для них может быть принято значение $4 \cdot 10^{-13}$ см. Эти опыты показали, что эффективный радиус водородного ядра для нейтронов, летящих со скоростью $2,7 \cdot 10^9$ см/сек, равен от 4 до $5 \cdot 10^{-13}$ см.

Аналогичные опыты были произведены с источником нейтронов — толстым слоем бора, бомбардируемым α -частицами полония. Эти нейтроны имеют скорости, не превы-

шающие $2,5 \cdot 10^9$ см/сек и в среднем несколько меньшие $2 \cdot 10^9$ см/сек. Число отбросов осциллографа при наполнении камеры водородом превышало при этом почти в два раза число отбросов, получаемое с азотом; это заставляет предполагать, что эффективный радиус ядра либо водорода, либо азота сильно зависит от скорости нейтрона. Измерение рассеяния этих медленных нейтронов в графите и парафине показало, что сильная зависимость должна быть приписана главным образом водороду. Сравнение с азотом дает для эффективного радиуса водородного ядра значение $6 \cdot 10^{-13}$ см, в то же время сравнение опытов с графитом и парафином приводит к значению, близкому к $7 \cdot 10^{-13}$ см. Некоторые опыты с более медленными нейтронами приводят к мысли, что эффективный радиус протонов, испытывающих столкновение с нейтронами, продолжает расти с убыванием скорости нейтронов. *)

Нам теперь нужно объяснить экспериментальные факты, согласно которым распределение по углам протонов, испытавших столкновение, приблизительно равномерное а эффективный радиус очень велик и возрастает с уменьшением скорости нейтронов.

Эти факты находят себе объяснение в волновой теории, если рассматривать протон и нейтрон как элементарные частицы.

Для того чтобы ближе рассмотреть эту проблему, нам будет необходимо ознакомиться с теорией строения ядра, данной Вигнером³⁹⁾; основным моментом этой теории

*) *Примечание при корректуре.* Курчатовым, Еремеевым и Щепкиным было недавно показано, что для столкновений нейтронов с тепловыми скоростями и протонов радиус столкновения во всяком случае не меньше $3 \cdot 10^{-12}$ см.

Медленные нейтроны получались в этих опытах по методу Ферми, замедлявшего нейтроны обычных источников столкновениями с протонами.

служит тот же вопрос о взаимодействии нейтрона и протона.

Из опыта известно, что нейтрон и протон могут образовывать следующие наиболее простые комплексы: H^2 , H^3 , He^3 , He^4 , соответственно составленные из одного протона и нейтрона, двух нейтронов и протона, двух протонов и нейтрона и двух протонов и двух нейтронов. Массы некоторых из этих ядер известны из прямых измерений на масс-спектрографе, масса других может быть вычислена из ядерных реакций. Если предположить, что в первом приближении взаимодействие протона с протоном и нейтрона с нейтроном будет мало по сравнению с взаимодействием протона и нейтрона, то последнее и

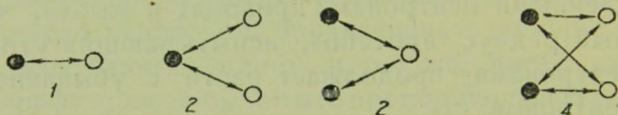


Рис. 29.

будет определять общую энергию связи. Если, далее считать обе частицы элементарными, то мы получим для относительной энергии связи рассматриваемых ядер следующие значения: 1, 2, 2, 4 (рис. 29).

Опыт подтверждает только одну сторону этого рассуждения в отношении равенства энергии связи H^3 и He^3 , что же касается хода этой энергии в ряду элементов, то из опыта он получается более резким. Так, в то время как для энергии связи дейтона опыт дает значение $\sim 2 \cdot 10^6$ э.в., та же величина для гелия равна не $8 \cdot 10^6$ э.в., а $\sim 27 \cdot 10^6$ э.в.

Это обстоятельство приводит нас к заключению, что потенциальная яма для взаимодействия нейтрона с протоном оказывается очень глубокой (дно ее лежит около $100 \cdot 10^6$ э.в.) и узкой ($r_0 = 10^{-13}$ см). При этих условиях согласно Вигнеру легко объяснить результаты

опыта. В дейтоне кинетическая и потенциальная энергии почти равны друг к другу, что и приводит к малому результирующему значению энергии связи в $2 \cdot 10^6$ э.-в. В следующих ядрах кинетическая энергия растет медленнее потенциальной, и результирующее значение будет соответственно этому возрастать очень быстро, достигая в α -частице колоссальных значений почти в $30 \cdot 10^6$ э.-в.

Если теперь воспользоваться полученной формой барьера для расчета явлений рассеяния, то можно показать, что поперечное сечение для столкновения S будет ме-

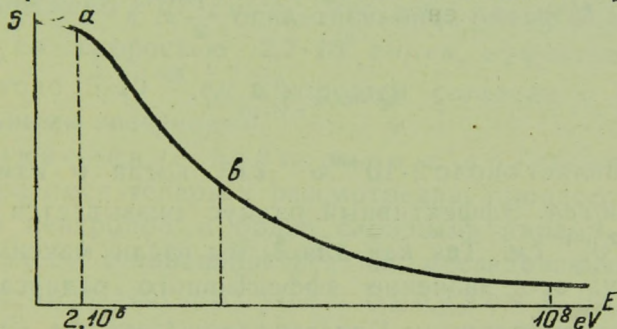


Рис. 30.

няться с энергией по кривой вида, указанного на рис. 30. Оно будет оставаться почти постоянным до энергий, соответствующих энергетическому уровню в дейтоне, ($\sim 2 \cdot 10^6$ э.-в.), далее будет монотонно падать до энергии нейтрона порядка дна барьера ($100 \cdot 10^6$ э.-в.); при больших энергиях характер изменения сечения не может быть сейчас точно вычислен, но а priori можно ожидать здесь более сложной зависимости.

Абсолютное значение эффективного сечения Q для интервала $a-b$ на рис. 30 мы можем вычислить, исходя из этих соображений, из следующего общего соотношения волновой механики:

$$Q = \frac{h^2}{\pi M^2 v^2} \sum (2n + 1) \sin^2 \delta_n, \quad (11)$$

где M — приведенная масса системы, v — начальная относительная скорость частиц, а величины δ_n — фазовые постоянные, зависящие от M , v и $V(r)$ — энергии взаимодействия частиц. Можно показать, что влияние рассмотренной выше потенциальной ямы сказывается на том, что волновая функция, описывающая столкновение нейтрона и протона, при $r = r_0$ принимает значения, близкие к максимуму, вместо того, чтобы быть близкой к нулю. Это соответствует смещению фазы почти на $\frac{1}{2}\pi$. Таким образом, δ_0 равно приблизительно $\frac{1}{2}\pi$, а

$$Q \approx \frac{\hbar^2}{\pi M v^2}, \quad (12)$$

что составляет около $2 \cdot 10^{-23} v^{-2} \text{ см}^2$, когда v измеряется в 10^9 см/сек . Эффективный радиус оказывается равным $2,5 \cdot 10^{-12} v^{-1} \text{ см}$. Так как для δ_0 мы взяли максимальную величину, это значение эффективного радиуса также является наибольшим. Полагая, что $\delta_0 = \frac{1}{4}\pi$, мы получим наименьшее возможное значение для эффективного радиуса, равное $1,8 \cdot 10^{-12} v^{-1} \text{ см}$.

Согласно этим формулам эффективное сечение для столкновения велико и зависит от скорости требуемым образом. Правда, эффективное сечение теперь получается слишком большим. Полагая $v = 2,7 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$, мы получим значение эффективного радиуса близким к $10 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ и не меньшим, чем $7 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, тогда как наблюдения дают величину в $\approx 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}$.

Возможно, что объяснение этому расхождению можно дать, введя взаимодействие между протоном и нейтроном, аналогичное тому, которое испытывают водородный атом и протон. В результате его появляются сильные отталкивающие и притягивающие поля, очень быстро

убывающие с расстоянием. Для получения окончательного значения эффективного сечения предыдущий результат надо умножить на коэффициент, зависящий от спина протона. Если последний равен $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$, новое значение эффективного сечения должно составлять не меньше $1/4$ прежнего, т. е.

$$Q \approx \frac{1}{4} \frac{h^2}{\pi M^2 v^2} \approx 5 \cdot 10^{-24} v^{-2} \text{ см}^2, \quad (13)$$

где v выражено в 10^9 см/сек . Это дает для нейтронов, летящих со скоростью $2,7 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$, эффективный радиус около $5 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ в хорошем согласии с экспериментальными значениями.

Столкновение нейтронов с другими ядрами. Обратимся теперь к рассмотрению процессов столкновения нейтронов с более сложными ядрами. Мы не будем здесь останавливаться на исследованиях этого вопроса, произведенных Оже, Бройлем и Лепренс-Ренге³¹⁾, которые привели лишь к разного рода качественным заключениям.

Тибо и Дюпрэ-ла-Тур³²⁾ произвели измерения над ослаблением пучка нейтронов при прохождении через различные материалы. Они пользовались пучком нейтронов из бериллия, который облучался α -частицами эманации радия и ее продуктов распада. Полученные данные показали, что ослабление пучка идет в зависимости от толщины, как в случае неоднородного излучения. Так, для экранов из свинца при увеличении толщины от 2,5 до 12,5 см интенсивность прошедшего излучения уменьшается в четыре раза, а при таком же изменении толщины с 12 до 22 см она падает лишь вдвое.

Коэффициент ослабления μ меняется от 0,2 до 0,065 в этом интервале толщины поглощающих экранов. Можно думать, что вид этой зависимости сохранится и при

дальнейшем увеличении толщины; это приводит авторов к заключению, что нейтроны могут проходить толщи свинца порядка 50 см.

Ослабление пучка было измерено для экранов из следующих материалов: Al, Si, S, Fe, Zn, Sn, Sb, Hg, Pb, ZnO, KBr, KNO₃. Предварительно излучение от источника было профильтровано 4,4 см свинца. Во всех исследованных случаях спадание интенсивности имело тот же характер, как и для свинца. Ниже, в таблице 11, приводятся толщины фильтров, после прохождения через которые интенсивность пучка нейтронов падала в два

Таблица 11

Вещество	Al	Si	S	Fe	Hg	Pb
Толщина фильтра в см	5,5	8	10	6	6	5,5

раза. Тибо и Дюпре-ла-Тур указывают, что при расчете на поглощение ядром ослабление пучка нейтронов получается приблизительно одинаковым во всех случаях, правда несколько меньшее ядерное поглощение имеет место для легких элементов: кремния, серы и железа.

Абсолютные величины коэффициента ослабления дают по этим измерениям те же значения для радиуса соударения нейтрона с ядром, как и полученные Чадвиком в его первом исследовании. Так, в случае соударения нейтрона с ядром свинца получается для радиуса значение в $5 \cdot 10^{-13}$ см.

Более тщательные исследования ослабления пучка были произведены Деннингом и Пеграмом³³⁾ и Деннингом¹²⁾, которым удалось ослабить влияние вторичных рассеянных лучей. В этих опытах был использо-

ван очень мощный источник нейтронов (см. стр. 56). Измерение интенсивности пучка нейтронов производилось пропорциональной камерой. Предварительно было выяснено, какую роль могут сыграть при измерениях вторичные рассеянные лучи. С этой целью было изучено ослабление пучка поглощающими экранами разной формы. Было обнаружено,

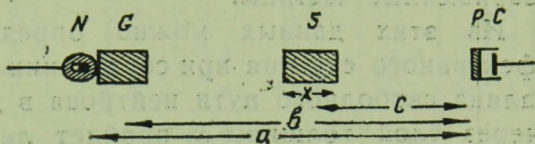


Рис. 31.

что в случае экрана в виде цилиндра диаметром 3 см и высотой 4 см ослабление пучка в два раза больше, чем для той же толщины в 4 см большого листа. Везде в дальнейшем употреблялись поэтому поглощающие экраны цилиндрической формы.

Схема опыта дана на рис. 31. Ампулка с эманацией и бериллием N , заключенная в свинцовый футляр с толщиной стенок от 5 до 7 мм, помещалась перед свинцовым фильтром

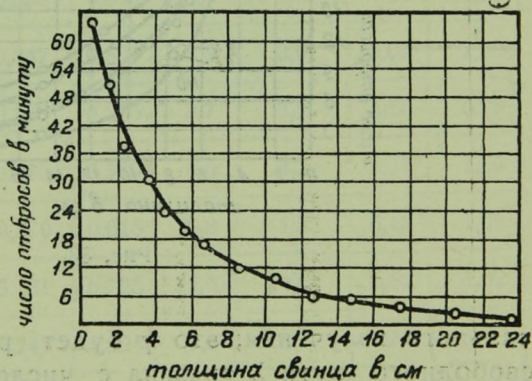


Рис. 32.

толщиной 3 см и диаметром 2,5 см. Этот фильтр употреблялся для ослабления γ -излучения источника. Пучок нейтронов далее попадал на поглощающий экран, диаметр которого был также равен 2,5 см, расстояния a и b соответственно были равны 27 и 14 см. PC на рис. 31 — ионизационная камера. Результаты измерений, дающих зависимость числа отбросов в счетчике от тол-

шины x экрана, даны для свинца на рис. 32, для других материалов — на рис. 33. Как видно, ход кривых заметно отличается от того, который характеризует γ -лучи или заряженные частицы.

Из этих данных можно определить площадь эффективного сечения при соударении. Если λ есть средняя длина свободного пути нейтрона в данном веществе, то через слой толщины x пройдет лишь часть p первоначального излучения; это p будет равно $p = e^{-\frac{x}{\lambda}}$.

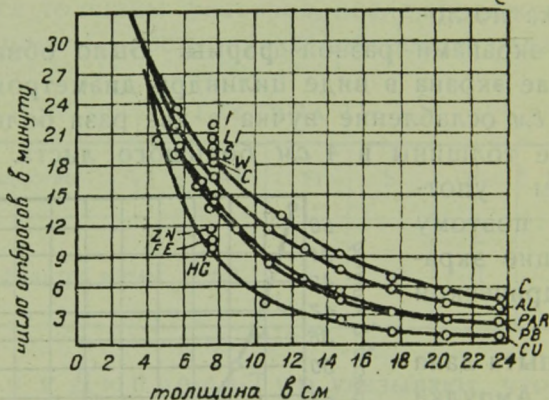


Рис. 33.

Длина свободного пути λ связана с числом атомов N в единице объема и площадью сечения πa^2 выражением

$$\lambda = \frac{1}{N \pi a^2}$$

Вычисленные таким образом сечения соударения даны в таблице 12.

Согласно этим данным площадь сечения от ядра к ядру меняется не так, как этого требует Мэсси. Мы видели, что по Мэсси эффективная площадь сечения

ТАБЛИЦА 12*)

Элемент	Атомный вес	Толщина фильтра в см	Число ядер в $\text{см}^3 \cdot 10^{-23}$	Количество про- шедших лучей	Средняя длина свободного пути в см	Площадь столкно- вения $\cdot 10^{-24}$ см	Радиус ядра $\cdot 10^{13}$ в см	Радиус нейтрона по формулам вол- новой механики
Li	6,940	4,0	0,460	0,751	15,5	1,6	2,52	1,65
C	12,004	4,0	0,790	0,604	7,4	1,7	3,01	1,22
N	14,008	3,9	0,340	0,782	16,0	1,81	3,18	1,43
Al	26,97	4,0	0,637	0,575	6,5	2,4	3,96	1,05
S	32,06	4,0	0,358	0,699	10,3	2,7	4,91	1,18
Fe	55,84	2,5	0,847	0,521	3,9	3,0	5,04	1,00
Cu	63,57	2,0	0,849	0,575	3,7	3,2	5,26	0,98
Zn	65,38	2,5	0,660	0,579	4,6	3,3	5,31	1,06
Sn	118	3,0	0,370	0,618	6,3	4,3	6,48	1,08
J	126,9	4,0	0,181	0,725	12,0	4,6	6,62	1,02
W	184	4,0	0,241	0,594	7,8	5,3	7,50	1,23
Hg	200,6	2,0	,411	0,625	4,2	5,8	7,72	1,09
Pb	207,2	3,0	0,333	0,563	5,3	5,7	7,8	1,06

* *Примечание при корректуре.* Для нейтронов с тепловыми скоростями сечения при соударении достигают очень больших значений. Ферми, Понтекорво и Разетти (*La Ricerca Scientifica*, Novembre 1934) получили здесь следующие значения: $3 \cdot 10^{-21}$ для бора, $7 \cdot 10^{-21}$ для иттрия, $0,8 \cdot 10^{-21}$ для иридия, $0,4 \cdot 10^{-21}$ для родия и $0,16 \cdot 10^{-21}$ для лития,

должна быть пропорциональной заряду ядра. Опыт же приводит к зависимости вида

$$\pi a^2_A = k A^{\frac{2}{3}},$$

где A — атомный вес, k — некоторая константа.

Если рассматривать соударение нейтрона и ядра как соударение упругих шаров, то из полученной площади сечения можно вычислить радиус нейтрона, если задаться определенным радиусом ядра. Деннинг и Пеграм исходят здесь из предположения Гамова, что радиус ядра пропорционален корню кубическому из атомного веса, и принимает радиус ядра свинца равным $7,8 \cdot 10^{-13}$ см. Оказывается, что при этих предположениях радиус нейтрона получается постоянным в ряду ядер, но имеет слишком большое значение.

Можно однако пытаться провести расчет на базе волновой механики. Эта задача была в применении к данному случаю решена Раби³⁴⁾, воспользовавшимся уже готовыми формулами Мицushima* для столкновения двух атомов; в этом случае получается более разумное значение для радиуса нейтрона (см. последние два столбца таблицы). Эти значения заметно не меняются с изменением атомного веса.

На основании имеющегося экспериментального материала нельзя для случаев сложных ядер выделить в явлениях ослабления пучка нейтронов при прохождении его через материю ослабления, обусловленного рассеянием и чистым поглощением в неупругих столкновениях. Деннинг делал попытку исследовать рассеяние нейтронов в чистой форме, но его результаты являются лишь качественными и не могут быть использованы для количественных сопоставлений с его же измерениями по ослаблению пучка нейтронов.

* Mizushima, Phys. Z. S. 32, 798, 1931.

Как увидим ниже, в главах об искусственных превращениях элементов нейтронами и искусственной радиоактивности, неупругие столкновения нейтронов с ядрами представляют часто встречающийся процесс и несомненно играют существенную роль в ослаблении пучка нейтронов. Именно эти процессы по всей вероятности должны быть привлечены для объяснения тех закономерностей в зависимости эффективного сечения для соударения нейтрона с ядрами тяжелых элементов от скорости нейтронов, которые были установлены Боннером³⁵⁾.

При помощи ионизационной камеры с водородом, при давлении в 20 атмосфер, Боннер исследовал поглощение нейтронов различной скорости в блоке свинца толщиной в 6 см. Нейтроны в этих опытах получались из бериллия и бора, обстреливавшихся α -частицами полония. Результаты измерений даны в таблице 13, где дана и средняя скорость нейтронов по Чадвику.

Мы видим, что более быстрые нейтроны поглощаются

Таблица 13

Источник нейтронов	Скорость нейтронов в 10^9 см/сек	Уменьшение ионизации после прохождения через свинец в %
Нейтроны из бериллия в направлении бомбардирующих α -частиц	3,3	$43,2 \pm 1,8$
Нейтроны из бериллия в направлении, обратном направлению бомбардирующих α -частиц	2,7	$36,0 \pm 1,9$
Нейтроны из бора в направлении бомбардирующих α -частиц	2,5	$32,0 \pm 2,4$

сильнее, чем более медленные, что может быть легко истолковано в предположении, что вероятность неупругих столкновений возрастает при увеличении энергии нейтрона.

В дальнейшем Боннер показал, что рост сечения с ростом энергии нейтрона имеет место лишь для случаев тяжелых элементов, для легких же, где ослабление пучка в первую очередь обусловлено рассеянием, наоборот — сечение больше для медленных нейтронов. В таблице 13а приведены некоторые числа, иллюстрирующие эти соотношения.

Таблица 13а

Источник нейтронов	Процент поглощения в			Сечение в условных единицах для		
	7,3 см свинца	7,3 см парафина	7,6 см графита	Pb	C	H
Be + α -частицы полония	43,6	44,0	32,0	239	72	73
B + α -частицы полония	36	13	41	187	99	141
F + α -частицы полония	29	81	46	143	116	253

Как видим, при перемещении вниз по столбцу, т. е. при уменьшении энергии нейтрона, сечение падает для соударения с ядром свинца и возрастает для соударений с ядрами графита и водорода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bothe und Becker. ZS. f. Phys. 66, 282; 1930; 66, 307, 1930. Naturwiss. 19. 753, 1931.
2. Curie et Joliot. C. R. 194, 273, 1932; 194, 708, 1932.
3. Webster. Proc. Roy. Soc. 135, 428, 1932.

4. Rasetti. *Naturwiss.* **20**, 252, 1932.
5. Chadwick. *Nature* **129**, 212, 1932; *Proc. Roy. Soc.* **136**, 692, 1932.
6. Curie et Joliot. *Nature* **133**, 721, 1934.
7. Curie et Joliot. *C. R.* **196**, 397, 1933.
8. Chadwick. *Proc. Roy. Soc.* **142**, 1, 1933.
9. Rasetti. *ZS. f. Phys.* **78**, 165, 1932.
10. Curie et Joliot. См. сборник „Атомное ядро“, ГТТИ, 1934.
11. Bernardini. *ZS. f. Phys.* **85**, 555, 1933.
12. Dunning. *Phys. Rev.* **45**, 586, 1934.
13. Curie, Joliot, Savel. *C. R.* **194**, 2201, 1932.
14. Auger. *C. R.* **877**, 1932.
15. Chadwick, Blackett and Occhialini. *Nature*, **131**, 473, 1933.
16. Harkins, Hans, Newson. *Phys. Rev.* **43**, 584, 1932; **43**, 529, 1933.
17. Feather. *Proc. Roy. Soc.* **136**, 709, 1932.
18. Meitner und Philipp. *ZS. f. Phys.* **87**, 434, 1934.
19. Crane, Louritsen and Soltan. *Phys. Rev.* **44**, 514, 1933.
20. Kirsch und Rieder. *Wiener Berichte.* **141**, 501, 1932.
21. Mott, Smith and Bonner. *Phys. Rev.* **45**, 554, 1934.
22. Savel. *C. R.* **196**, 1482, 1933.
23. Bonner-Mott-Smith. *Phys. Rev.* **45**, 552, 1934.
24. Savel. *C. R.* **198**, 368, 1934.
25. Kirsch und Matzner. *Naturwis.* **21**, 640, 1933.
26. Massey. *Proc. Roy. Soc.* **138**, 460, 1932.
27. Chadwick. *Proc. Roy. Soc.* **142**, 1, 1933.
- Auger et Monod Herzen. *C. R.* **196**, 1102, 1933.
28. Kurie. *Phys. Rev.* **43**, 672, 1932.
29. Meitner und Philipp. *Naturwiss.* **20**, 929, 1932.
30. Wigner. *ZS. f. Phys.* **83**, 253, 1933. См. также *Phys. Rev.* **43**, 252, 1933.
31. Auger. *C. R.* **196**, 170, 1933.
- M. de Broglie et Le Prince Ringuet. *C. R.* **194**, 1616, 1932.
32. Thibaud et Dupré La Tour. *C. R.* **194**, 1647, 1932.
33. Dunning and Pegram. *Phys. Rev.* **43**, 497, 1933.
34. Rabi. *Phys. Rev.* **43**, 838, 1933.
35. Bonner. *Phys. Rev.* **44**, 235, 1933; **43**, 871, 1933; **45**, 601, 1934.

ГЛАВА III

РАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДЕР ПРОТОНАМИ

Мы рассматривали до сих пор те процессы изменения структуры ядер, которые могли быть созданы быстрыми α -частицами из радиоактивных элементов. α -частицы долгое время оставались единственным средством, при помощи которого можно было воздействовать на атомные ядра, так как лабораторным путем нельзя было рассчитывать получить хотя бы близкие по скоростям частицы по сравнению со скоростями этих „природных снарядов“, энергия которых достигает $5-7 \cdot 10^6$ э.в. После того однако, как Гамовым был дан количественный анализ взаимодействия ядер, стало ясным (см. форм. на стр. 12), что протоны будут давать значительные эффекты расщепления при энергиях, несравненно более низких, чем необходимые для этого энергии α -частиц. Можно было предусмотреть ряд реакций, что было сделано тем же Гамовым, в которых превращение должно было идти с большим выделением энергии и где, стало быть, только явления на барьере ограничивают реакцию. Это относится, например, к случаю взаимодействия протонов с ядром лития, которое должно было бы приводить к распаду захватившего протон ядра на две α -частицы с выделением энергии в $18 \cdot 10^6$ э.в.

Становилось ясным, что можно, получив протоны с энергией приблизительно в $5 \cdot 10^5$ э.в., рассчитывать на возможность искусственного расщепления ядра. В связи с этим ряд лабораторий начал интенсивную разработку методических вопросов получения быстрых частиц. Ниже мы ознакомимся в общих чертах с основными

результатами, которые были получены в этом направлении. Сейчас же коротко остановимся на исследовании Шнейдера¹, показавшего, что протоны с энергией всего лишь в $2-3 \cdot 10^5$ э.в. уже испытывают аномальное рассеяние при столкновении с легкими ядрами. Таким образом, даже эти, относительно очень малые энергии протона оказываются сравнимыми с высотой потенциального барьера, и движущиеся с этой скоростью протоны вступают в тесное взаимодействие с ядром.

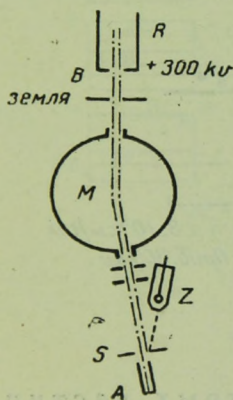


Рис. 34.

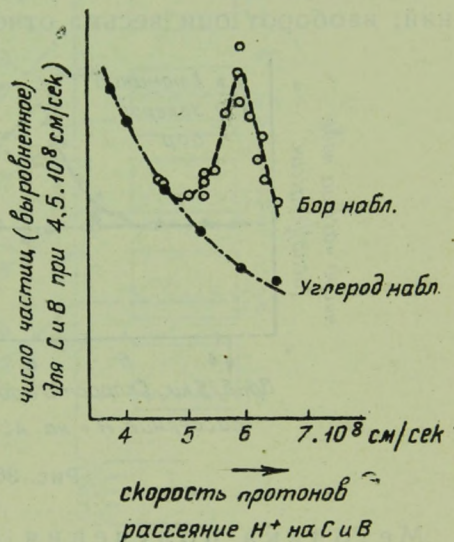


Рис. 35.

В опытах Шнейдера протоны, выходящие из разрядной трубки R (рис. 34), получали ускорение в поле B до энергии в $0,75-3 \cdot 10^5$ э.в. Затем они попадали в магнитное поле M , которое позволяло выделить монохроматический по скорости пучок, попадавший далее на массивный слой S рассеивающего вещества и частично в счетчик A . Рассеянные под углом в 140° протоны фиксировались счетчиком Z . На рис. 35 представлены результаты измерения на углероде и боре. По оси абсцисс отложены скорости протонов, по оси ординат —

наблюдаемое число частиц, которое было приравнено в обоих случаях при скорости в $4,5 \cdot 10^8$ см/сек. В случае бора получается отчетливый максимум, которого нет для более тяжелого ядра углерода. Если сопоставить наблюдаемое число рассеянных частиц с рассчитанным по формуле Резерфорда, то оказывается, что углерод не дает отступлений от этой формулы так же, как и алюминий; наоборот они весьма отчетливы для бора (рис. 36).

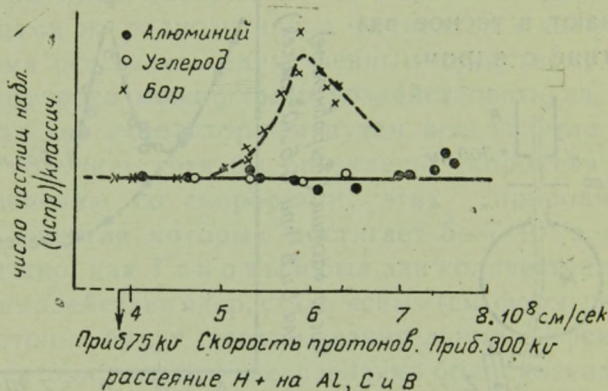


Рис. 36.

Методика получения быстрых частиц. Мы остановимся в дальнейшем только на описании тех методов и установок, которые уже были использованы для расщепления ядра. Наиболее удобным и больше всего распространенным методом получения быстрых частиц является сейчас непосредственное ускорение ионов в трубках, к которым прикладывается высокое, постоянное во времени напряжение.

В качестве источника высокого напряжения обычно применяют схемы умножения напряжения с помощью емкостей и кенотронов. Отдельные трансформаторы на очень высокие напряжения оказываются слишком дорогими и неудобными в эксплуатации, кроме того выпрям-

ление очень высоких напряжений представляет не простую в техническом отношении задачу.

Очень удобной схемой умножения является схема, предложенная Кокрофтом и Уолтоном (рис. 37). Здесь C емкости, которые рассчитаны на напряжения,

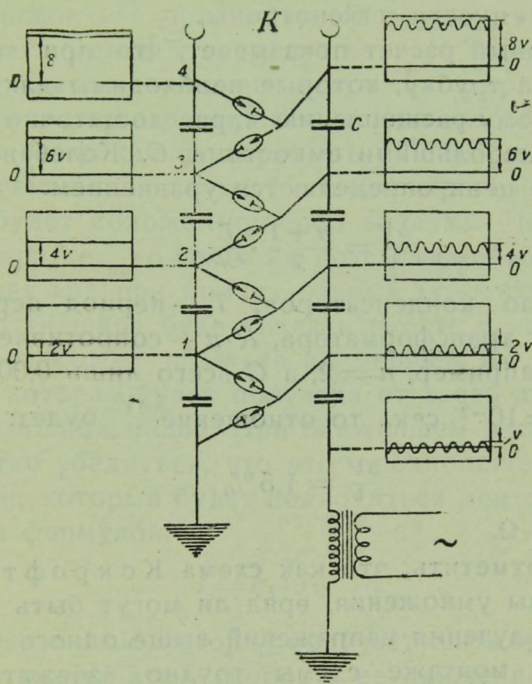


Рис. 37.

не превосходящие двойных максимальных значений напряжения трансформатора; K — кенотроны на это же напряжение. На рисунке дан ход во времени потенциала различных точек схемы по отношению к земле. Из этого рисунка видно, что в результате умножения на выходе получается n -кратное значение амплитуды переменного напряжения, если вся установка содержит n кенотронов и n емкостей. Указанная схема позволяет таким

образом избежать необходимости пользоваться элементами, рассчитанными на полное рабочее напряжение установки, что очень существенно в данный момент, когда нормальное рабочее напряжение в электротехнике не превосходит $2 \cdot 10^5$ вольт и только на это напряжение и изготавливаются типовые емкости и кенотроны.

Элементарный расчет показывает, что при тех малых нагрузках на трубку, которые необходимы для работ по искусственному расщеплению ядра, достаточно располагать очень небольшими емкостями C . Колебания напряжения ΔV в цепи определяются уравнением:

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{n+1}{2} \cdot \frac{T}{CR},$$

где n — число конденсаторов, T — период переменного напряжения трансформатора, $R \cdot n$ — сопротивление трубки. Если, например, $n = 2$, а C всего лишь 0,001 микрофарады $T = 10^{-2}$ сек., то отношение $\frac{\Delta V}{V}$ будет:

$$\frac{\Delta V}{V} = 1,5\%,$$

при $R = 10^9 \Omega$.

Следует отметить, что как схема Кокрофта, так и другие схемы умножения, вряд ли могут быть использованы для получения напряжений выше одного миллиона вольт. При монтаже схемы трудно избежать острых углов, которые вызывают большие потери на корону, большое число кенотронов приведет в этой схеме к ряду неудобств в эксплуатации, и, наконец, стоимость установки будет относительно высокой.

Более удобным источником для напряжений, больших одного миллиона вольт, нужно считать в данный момент электростатический генератор Ван-Графа, Комптона и Ван-Атты²⁾.

Схема этого генератора сводится к следующему. На изолирующей подставке укрепляется металлический

шар, в нижней стороне которого сделаны щели. Сквозь щели может проходить лента из какого-либо непроводящего материала. Лента может заряжаться в нижней части через корону от вспомогательного источника напряжения. Если, двигая ленту, ввести эти заряды внутрь шара, то, согласно основным принципам электростатики, заряды будут сняты с ленты и перейдут на шар. Таким образом, при непрерывном движении ленты на шар будут все время подводиться заряды; его потенциал, вообще говоря, должен бы безгранично возрастать за счет механической работы перемещения ленты. На опыте предел этому возрастанию будет положен пробоем воздуха. Чем больше размеры шара, тем до больших потенциалов можно зарядить его, так как при прочих равных условиях градиент у поверхности шара будет падать вместе с увеличением его размера. Может казаться на первый взгляд, что та мощность, которая будет получена от этого генератора, окажется слишком малой. При ближайшем рассмотрении, однако, легко убедиться, что это предположение неправильно. Ток, который будет подводиться лентой к шару, выражается формулой:

$$I = q_1 s v,$$

где q_1 — заряд на 1 см², который получает лента при зарядке, s — ширина ленты, а v — скорость ее движения. Величина q_1 определяется электрической прочностью воздуха. Если положить последнюю равной $3 \cdot 10^7$ вольт/см, легко вычислить, что q_1 будет равной $2,65 \cdot 10^{-9}$ кулона; если положить $s = 100$ см, а $v = 2 \cdot 10^3$ см/сек. Для I получим:

$$I = 2,65 \cdot 10^{-6} \cdot 10^2 \cdot 2 \cdot 10^3 \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ ампер.}$$

Как увидим, большинство опытов с искусственным расщеплением ядра было проведено с токами, в десятки и даже сотни раз меньшими тех, которые могут быть полу-

чены на генераторе Ван-Графа при указанных выше условиях, легко технически реализуемых. Заметим, что можно вдвое увеличить ток, если вызвать перезарядку ленты в шаре соответствующим расположением щеток.

Мы не будем входить здесь в обсуждение различных конструктивных возможностей в оформлении электростатических генераторов. Ограничимся только кратким описанием первого генератора Ван-Графа. Он был построен из шара диаметром в 1 м, который был установлен на стеклянном цилиндре высотой в 2 м. Лента имела ширину в 5 см и двигалась со скоростью в 15 м/сек. Этот генератор дал напряжение приблизительно в $1 \cdot 10^6$ вольт и ток до $2,5 \cdot 10^{-6}$ ампер. Лента генератора заряжалась от небольшого трансформатора на 10^4 вольт.

В настоящее время уже работают электростатические генераторы рассматриваемого типа на напряжение, превосходящее один миллион вольт. Так, ряд исследований опубликован Тюве, Хавстадом и Далем, генератор которых дает напряжение до $1,5 \cdot 10^6$ V. Ван-Граф построил и испытал генератор, дающий напряжение до $3,5 \cdot 10^6$ V, диаметр шара этого генератора достигает 10 м.

Вместе с разработкой источников напряжения в применении к ядерным работам развивались исследования по конструкции трубок на эти высокие напряжения. Обычные высоковольтные трубки, типа рентгеновских, здесь оказываются непригодными. Практика показывает, что изолирующий цилиндр с электродами на концах может быть использован только до напряжений, не превосходящих $2-2,5 \cdot 10^5$ вольт. При больших напряжениях происходит пробой диэлектрика. Это явление обусловлено тем, что при разряде отдельные части диэлектрика заряжаются до очень высоких потенциалов, совершенно не соответствующих нормальному электростатическому распределению. В результате резких перенапряжений поля в этих заряженных до высокого потенциала точках и

идет разрушение диэлектрика. Основной конструктивной особенностью трубок на очень высокие напряжения является поэтому устройство той или иной защиты стенок от зарядов, образующихся в пространстве между электродами. Наиболее полно эта задача решена Лауритсеном³⁾. Изолирующая часть его трубки заштрихована на рис. 38. Металлические части залиты черной краской. Как видно, вся система собирается из отдельных изолирующих труб, которые уплотняются вакуумной замазкой пичеинсом или пластелином. Отдельные металлические трубы присоединяются или к точкам схемы источника напряжения, например точкам 1, 2, 3 и т. д. схемы Кокрофта, или же к соответственным участкам потенциометра, на который замкнут источник высокого напряжения. При таком выполнении трубки защита стенок от зарядов решается полностью, и пробой изолятора совершенно исключен. Иногда упрощают конструкцию и довольствуются той защитой, которую создают внутренние металлические трубы на рис. 38. Трубки типа Лауритсена удобны еще и в том отношении, что объем поля в них значительно меньше общей длины устройства; последняя определяется необходимостью устранить корону и скользящий разряд в окружающей трубку диэлектрике. Сокращение объема поля в вакуумной части оказывается очень существенным. В случае, когда ускоряют, например, пучок протонов или дейтронов из-за способа генерации этих зарядов (см. ниже), вакуум в трубке далек от тех значений в $10^{-6} - 10^{-7}$ мм, которые даются хорошими насосами. Обычно вакуум получается порядка 10^{-5} и даже 10^{-4} мм ртутного столба. При больших размерах трубки (2—2,5 м) не исключена возможность ионизации и разряда. Понятно, что ионизация не приведет к про-

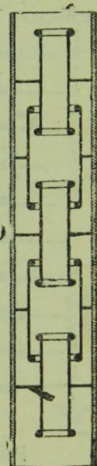


Рис. 38.

бою трубки Лауритсена, так как здесь эффективны в этом смысле только участки между электродами, занимающие очень небольшой объем. Вместе с этими хорошими качествами описываемая конструкция обладает, однако, рядом недостатков, из которых мы укажем здесь только на некоторые. Благодаря большому объему металла трубка требует длительной тренировки. Необходима тщательная обработка поверхности трубчатых электродов, что очень

к источнику напряжения

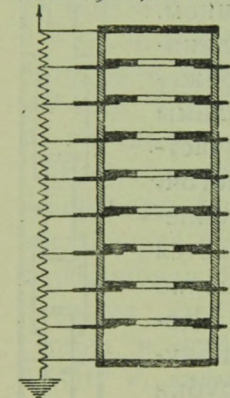


Рис. 39.

увеличивает стоимость устройства. Существенно, наконец, и то, что необходимо располагать очень узким и правильно направленным пучком тех зарядов, которые доставляются в трубку для ускорения. Благодаря тому, что в больших конструкциях трудно избежать некоторых неточностей при центрировке электродов через трубку обычно проходит лишь небольшая часть этих зарядов, да и то только в том случае, если они предварительно были сфокусированы до впуска в ускоряющее поле. От этих недостатков свободна разработанная И. Курчатовым, Синельниковым, Вальтером и Щепкиным секционированная дисковая трубка. Она схематически представлена на рис. 39. На колышках, вставленных сквозь отверстия в стеклянном цилиндре, укрепляются тонкие металлические диски; отверстия после монтажа дисков замазываются пиццином. Каждый диск соединяется с соответствующей точкой потенциометра, на который замкнут источник высокого напряжения. Потенциометр обычно выполняется в виде бумажной ленты, покрытой несколько раз тушью; бумажная лента крепится на стойке, на которой кроме того насажены картонные или фанерные диски, расположенные как раз против

внутренних металлических дисков. Опыты показали, что распределение потенциала вдоль трубки совершенно равномерно. Даже при очень малых токах в потенциометр (порядка $4 \cdot 10^{-5}$ ампера) это распределение сохраняется и в том случае, когда сквозь трубку проходят большие токи до $10 \cdot 10^{-5}$ ампер. Было выяснено, что трубка даже после сборки требует для тренировки всего 2—3 часов. Благодаря фокусирующему действию дисков через трубку проходят фактически все заряды, которые направляются в нее сверху, даже и в том случае, когда пучок ионов не подвергается фокусировке.

Само собой понятно, что диски дают столь же совершенную защиту, как и металлические цилиндры у Лауритсена. Дисковая трубка, однако имеет и свои недостатки, связанные в первую очередь с тем, что объем поля в вакуумной части получается здесь большим.

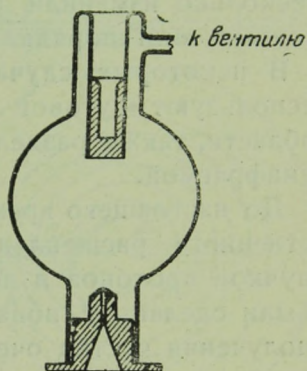


Рис. 40.

При работе с высокими напряжениями обычно разделяют области, в которых генерируются ионы, от областей, где они получают большое ускорение. Чаше всего здесь поступают следующим образом. В верхней части трубки устанавливают еще небольшую стеклянную разрядную трубку (рис. 40), которая разделена от основной узкой и длинной (диаметр в 1—1,5 мм длиной в 1—1,5 см) металлической диафрагмой. В разрядную трубку с помощью того или иного вентиля устанавливают постоянный приток газа, ионы которого используются в дальнейшем для ускорения. Благодаря тому, что разрядная трубка отделена от основной узкой диафрагмой и при откачке обычно применяют мощные насосы, давле-

ние газа в устройстве распределяется так, что в самой трубке оно равно 10^{-4} — 10^{-5} мм, а в разрядной достигает значений 10^{-2} — 10^{-4} мм ртутного столба. Разрядная трубка питается от вспомогательного источника постоянного напряжения в 3 — $5 \cdot 10^4$ вольт. Через диафрагму в основную трубку проходит узкий пучок ионов. При этих условиях удастся получить ионные токи порядка 5 — $20 \cdot 10^{-6}$ ампер. Олифант и Резерфорд ⁴⁾ несколько изменили разрядное устройство и получили ионные токи порядка 10^{-3} ампера.

В некоторых случаях в качестве источников ионов используют дуговой разряд, который устанавливают в области, также разделенной от основной трубки узкой диафрагмой.

До настоящего времени почти все исследования искусственного расщепления были произведены с помощью пучков протонов и дейтонов, и только отдельные опыты были сделаны с ионами лития. В этом случае задача получения частиц очень облегчается, так как отпадает необходимость работы с разрядной трубкой. Ионы лития в очень большом количестве излучаются некоторыми минералами, например сподуменом. С поверхности платины в $0,2$ см³, на который нанесен слой сподумена, легко получить токи литиевых ионов в 50 — $100 \cdot 10^{-6}$ ампер при нагреве металла до 700 — 800° .

Трудности, связанные с получением очень высоких напряжений, а главным образом, с конструкцией и работой на этих напряжениях, заставили искать других путей решения проблемы лабораторного создания потоков быстрых частиц. Очень остроумное и удачное решение было дано Лоуренсом и Ливингстоном ⁵⁾, использовавшим многократное ускорение заряда в относительно небольшом электрическом поле. Два пустотелых, полукруглых электрода располагаются внутри металлической коробки так, как это указано на рис. 41. Коробка помещается

в сильное однородное магнитное поле, направленное перпендикулярно плоскости чертежа. Между электродами A и B прикладывается переменное напряжение высокой частоты. Пусть в некоторый момент в промежутке между электродами образуется положительный ион, и пусть в этот же момент электрод A будет иметь положительный потенциал по отношению к B . Ион получит ускорение в направлении от A к B и дальше будет двигаться по полуокружности ab .

Если время, в течение которого ион будет двигаться по ab , совпадет с полупериодом электрических колебаний к моменту, когда ион окажется в точке b , он испытает следующее ускорение теперь уже в направлении от B и A и опишет внутри электрода, двигаясь с большей скоростью, полуокружность bc большего радиуса. Для всех скоростей (если пренебречь изменением массы со скоростью) радиус пути будет пропорционален скорости, так что время движения заряда внутри электрода будет оставаться одним и тем же, и установленная для первых моментов ускорения синхронизация в дальнейшем меняться не будет. Уже на первой сравнительно небольшой установке Лоуренс и Ливингстон получили 150 ветвей спирали ap , заставив протон 300 раз испытать ускорение в поле между электродами AB . Разность потенциалов между этими электродами была равна

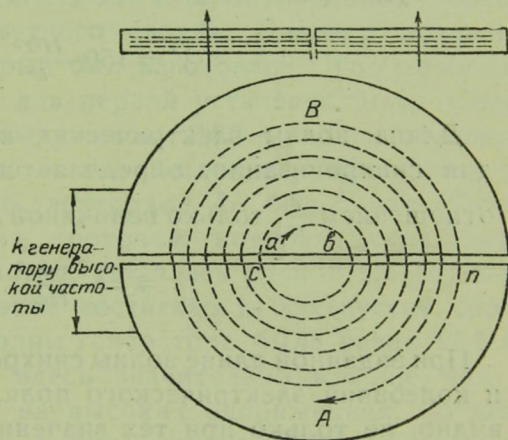


Рис. 41.

$4 \cdot 10^3$ вольт, и, таким образом, были получены протоны с энергией в $1,2 \cdot 10^6$ э.-в. Элементарный расчет показывает, что максимальная энергия, которую получит после многократного ускорения заряд с данным отношением $\frac{e}{m}$, определяется только величиной магнитного поля H и радиусом r электродов AB .

Если выражать эту энергию в электроновольтах, то она будет равна

$$V = 150 \frac{H^2 r^2}{c^2} \frac{e}{m}.$$

Длина волны электрических колебаний, необходимых для синхронизации, определяется для заряда с данным отношением $\frac{e}{m}$ только величиной магнитного поля и равна

$$\lambda = \frac{2\pi mc^2}{He}.$$

При заданной длине волны синхронизация движения иона и колебаний электрического поля может наступить, очевидно, не только при тех значениях H , которые определяются вышенаписанной формулой, но и при $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{5}$ и т. д. этого значения. Такого типа синхронизация наблюдалась и на опыте. Но путем некоторых особенностей в устройстве собирающей системы легко отсеять частицы, которые испытали разгон этого рода, оставив, так сказать, только основную гармонику синхронизации.

Лоуренс и Ливингстон применили описанную схему в первую очередь для получения быстрых протонов. Протоны получались в их установке в результате ионизации водорода, пропускавшегося через прибор. Ионизация создавалась электронами из калящейся нити. Опыты показали, что удастся так подобрать давление газа в приборе, что газ еще не нарушает заметным образом

движения протонов на пути ap , и вместе с тем это давление уже настолько велико, что электроны создают достаточное число ионов для последующего ускорения. Было выяснено, что оптимальное давление различно в разных условиях опыта. В том случае, когда получали протоны с энергией в $2 \cdot 10^5$ э.в., оптимальное давление было несколько ниже 10^{-4} мм ртутного столба, в том же приборе при увеличении магнитного поля, когда предельная энергия протона достигала 10^6 э.в., оптимальное давление было 10^{-3} мм ртутного столба. Диаметр полюсов электромагнита, который был изготовлен Лоуренсом и Ливингстоном, для первой установки было около 30 см, расстояние между ними 3,75 см. При помощи этого электромагнита можно было получать поле в 14 000 гауссов. Радиус электродов АВ был около 12 см. Максимальная энергия протонов, которая могла быть получена в этой установке, оказалась равной $1,2 \cdot 10^6$ э.в. Магнитное поле при этом достигало 14 000 гауссов, соответствующая длина волны генератора была равна 14,1 м. Протонный ток был здесь значительно меньше, чем в трубках, работающих на высоких напряжениях, но зато пучок оказался строго монохроматичным, что и было установлено непосредственными тщательными измерениями.

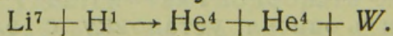
В первой же своей работе Лоуренс и Ливингстон указывали на большие возможности, которые открывает изложенный ими метод. Реализация больших магнитных полей представляет уже значительные трудности по многим причинам, из которых решающей нужно считать необходимость оперировать при разгоне протонов с колебаниями, длина волны которых должна быть меньше 10 м. Более удобно увеличить предельную скорость путем конструкции прибора и электромагнита больших размеров. Именно в этом направлении американские исследователи и проводили дальнейшую работу. Ливингстон⁶⁾ описал установку с электромагнитом,

полюсы которого имели диаметр в 115 см. Внутри этого магнита помещался прибор с диаметром в 50 см; давление в приборе поддерживалось приблизительно равным 10^{-5} мм ртутного столба. Напряжение высокой частоты, которое подавалось между электродами АВ, было около 15 000 вольт. При длине волны в 28,5 м и магнитном поле 15 200 гауссов на Фарадеев цилиндр были приняты молекулярные ионы водорода с энергией в $3,6 \cdot 10^6$ э.-в. при токе в 10^{-9} ампер. Так же, как и в первых опытах Лоуренса и Ливингстона, один из электродов был заземлен. Это не давало возможности получить быстрые протоны из-за большой емкости прибора, которая мешала генерировать колебания с очень короткой длиной волны.

В дальнейшем⁷⁾ прибор был переконструирован, и напряжение высокой частоты подавалось уже на оба изолированные от земли электрода. Это уменьшило вдвое емкость прибора и дало возможность использовать более короткие волны (22,4 м) и большее магнитное поле (17 550 гауссов). Таким образом были получены молекулярные ионы водорода с энергией в $4,8 \cdot 10^6$ э.-в. при токе в 10^{-9} ампер. Наконец, в самом последнем сообщении лаборатории Лоуренса⁸⁾ указывается, что путем увеличения накала излучающей электроны нити протонный ток на Фарадеев цилиндр был доведен до $3 \cdot 10^{-7}$ ампер.

Литий. Расщепление лития было первой ядерной реакцией, которую удалось реализовать потоком быстрых протонов.

В 1931 г. Кокрофт и Уолтон⁹⁾ в Кембридже направили поток быстрых протонов на металлический литий и обнаружили на экране с сернистым цинком (рис. 42) сцинтилляции, которые были приписаны α -частицам. Ядерную реакцию в этом случае можно написать в виде:



Заметное число сцинтилляций наблюдалось при сравнительно очень малых напряжениях на трубке. Именно при напряжении в $1,25 \cdot 10^5$ в. и протонном токе в 10^{-6} ампер на экране возникало около пяти вспышек в минуту. Число вспышек очень быстро возрастало при увеличении напряжения и было строго пропорционально протонному току. В последующих работах многим авторам удалось значительно снизить значение энергии протонов, при котором начинают появляться частицы. Это достигалось увеличением протонного тока, с одной стороны, а с другой — приближением экрана с ZnS к бомбардируемой мишени.

Кирхнер¹⁰⁾ установил явление расщепления при энергиях, несколько меньших $1 \cdot 10^5$ э.-в., Гертсен¹¹⁾ при $7 \cdot 10^4$ э.-в., Допель¹²⁾ при $4 \cdot 10^4$ э.-в.; Олифант и Резерфорд¹³⁾ при $3 \cdot 10^4$ э.-в., а Траубенберг, Эккарт и Гебауэр¹⁴⁾ даже при $1,3 \cdot 10^4$ э.-в.

В настоящее время процесс дезинтеграции лития уже в значительной мере выяснен, хотя некоторые детали все еще остаются не совсем определенными и в некоторых частностях исследования отдельных авторов оказываются противоречивыми (стр. 106).

Обратимся сначала к вопросу о зависимости числа расщеплений от энергии протонов. Для очень малых энергий полученные данные собраны в таблице 14 (стр. 106).

Общий ход зависимости совпадает с тем, которого следовало ожидать по формуле Гамова. Для значений энергий протонов от $5 \cdot 10^4$ до $2 \cdot 10^5$ э.-в. зависимость числа расщеплений от энергий была подробно исследована Олифантом и Резерфордом¹³⁾. Особенно ценным в их опытах было применение очень тонкой мишени из Li_2O ,

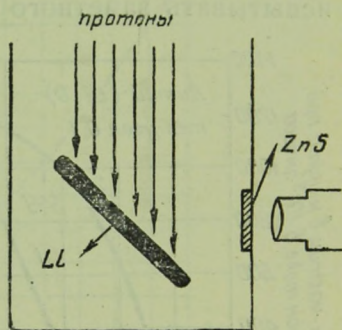


Рис. 42.

Таблица 14

Энергия протона э.в.	10^4	$2 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^4$
Число протонов, вызывающее дезинтеграцию	10^{16}	10^{15}	10^{14}	10^{13}

эквивалентная толщина которой по всей поверхности мишени была меньше 1 мм воздуха. Протон не мог испытывать заметного поглощения в таком слое, и таким образом данные

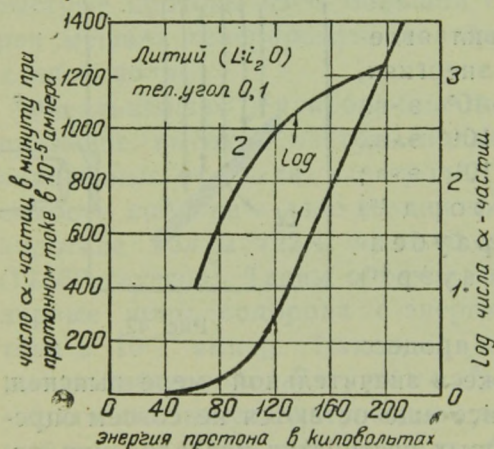


Рис. 43.

можно относить к монохроматическому по скорости пучку. Кроме того Олифант и Резерфорд сильным магнитным полем отклоняли ионы на их пути от трубки к мишени и могли, следовательно, выделить чистый протонный ток, отсеивая незаряженные частицы, молекулярные ионы водорода и ионы различных примесей. Полученные данные приведены на рис. 43. Ординаты для первой кривой даны на левой, для второй — на правой стороне рисунка. Из кривой 2 видно, что число расщеплений возрастает по экспоненциальному закону лишь для очень малых напряжений. Далее рост кривой замедляется, ординаты приближаются к постоянному значению при энергиях протонов, несколько больших

$2 \cdot 10^5$ э.в. С точки зрения теории Г а м о в а этот результат соответствует тому, что при энергиях $2-3 \cdot 10^5$ э.-в. каждый протон в состоянии пройти через барьер ядра лития.

Это заключение подтверждается исследованиями Гендерсона¹⁵⁾ в лаборатории Лоуренса. Исследования Гендерсона произведены для интервала энергий от $2 \cdot 10^5-1,2 \cdot 10^6$ э.-в.; в качестве мишени был взят кристалл

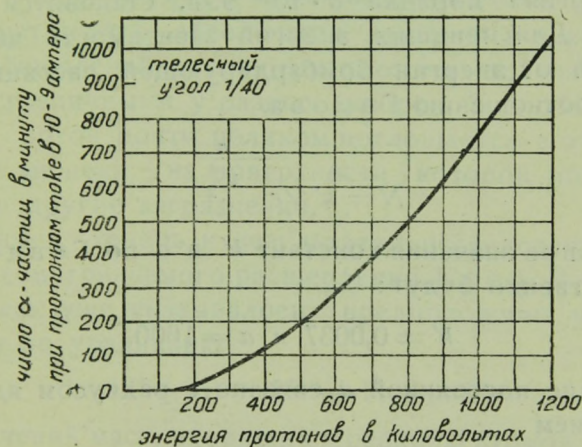


Рис. 44.

LiF. Индикатором расщепления служил счетчик Гейгера. Последний был закрыт фольгой с воздушным эквивалентом в 5,32 см, что давало уверенность в том, что счетчик реагирует только на α -частицы из лития. Результаты, полученные Гендерсоном, даны на рис. 44. Анализ этих данных показывает, что рост кривой в интервале энергий от $3 \cdot 10^5$ э.-в. до $1,2 \cdot 10^6$ э.-в. вызывается увеличением толщи слоя Li, участвующего в ядерной реакции. Рост кривой в этой части выражается уравнением

$$\eta = k \left(V^{\frac{3}{2}} - V_0^{\frac{3}{2}} \right), \quad (1)$$

где η — число расщеплений, а k и V_0 — константы, соответственно равные $k = 0,86 \cdot 10^{-6}$, $V_0 = 256$ э.-кв. Таким образом число расщеплений оказывается просто пропорциональным пробегу протонов, поскольку этот пробег подчиняется как раз той же зависимости от энергии, как и η в уравнении (1).

Эти опыты и расчеты Гендерсона показывают, что вероятность прохождения протона через барьер лития при энергиях порядка $3 \cdot 10^5$ э.-в. становится равной единице. Для меньших энергий зависимость числа расщеплений от энергии бомбардирующей частицы подчиняется соотношению Гамова.

$$N = k' V e^{-\frac{a}{V^{\frac{1}{2}}}}, \quad (2)$$

Численные значения констант k' и a по Гендерсону соответственно будут:

$$k' = 0,0037 \text{ и } a = 1600.$$

Значение постоянной a связано с радиусом ядра r соотношением

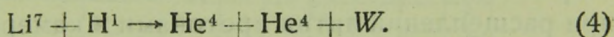
$$a = 2400 - 1,44 \cdot 10^{40} r^3. \quad (3)$$

По постоянной a , используя (3), можно найти значение r для ядра лития. Оно оказывается равным $4 \cdot 10^{-13}$ см.

Данные Гендерсона позволяют произвести некоторую, хотя, правда, и грубую, оценку вероятности самой ядерной реакции. Пусть протон при попадании на мишень имеет энергию в $1 \cdot 10^6$ э.-в. Пройдя слой, эквивалентная толщина которого равна 1,56 см воздуха, он потеряет $5 \cdot 10^5$ э.-в. энергии, и на протяжении всего пути в слое вероятность прохождения через силовой барьер ядра будет для него равна единице. Число ядер лития в этом слое, как не трудно убедиться, будет равно $5 \cdot 10^{13}$ на 1 см². Опыт дает в этих условиях 300 расщеплений на

каждые 10^9 протонов, — и следовательно эффективное сечение ядра окажется равным $6 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$, а его радиус $1,4 \cdot 10^{-14} \text{ см}$. Если мы сопоставим последнее число с тем радиусом ядра ($r = 4 \cdot 10^{-13} \text{ см}$), который получается из хода зависимости числа расщеплений от энергии протона, то придем к заключению, что далеко не каждый протон, попавший в ядро лития, приводит его к расщеплению и что вероятность самой ядерной реакции порядка 10^{-2} . Заметим, что абсолютные значения в зависимости числа расщеплений от энергии протона получаются несколько различными у разных авторов. Это объясняется тем, что протон почти целиком поглощается в очень тонком слое мишени, на поверхности которой могут быть окислы и другие загрязнения.

Обратимся теперь к результатам исследования механизма рассматриваемого расщепления. Кокрофт и Уолтон⁹⁾, как уже указывалось, предположили, что реакция идет по уравнению



Из значений масс, входящих в реакцию атомов для энергии W , получается величина в $17,7 \cdot 10^6 \text{ э.-в.}$, если для массы Li^7 взято значение по Бэйнбриджу*) в $7,0146 \pm 0,006$. Таким образом, если предположить, что α -частицы при расщеплении лития разлетаются в противоположные стороны, чего требует закон сохранения количества движения, каждая из них должна получить энергию в $8,8 \cdot 10^6 \text{ э.-в.}$

Определение энергии α -частиц было проведено Кокрофтом и Уолтоном по пробегу. Последний был определен по поглощению в слюде методом сцинтилляций и с помощью камеры Вин-Вильямса. Наблюдения в этой камере, помимо этого, позволили с несомнен-

ностью установить по величине ионизации, что вылетающие при расщеплении лития частицы действительно являются α -частицами. Пробег их оказался равным 8,4 см, что отвечает энергии в $8,5 \cdot 10^6$ э.-в. в полном соответствии с уравнением (4). Последующие исследования показали, что величина пробега остается той же при изменении энергии бомбардирующего протона в интервале напряжений $3 \cdot 10^4$ до $5 \cdot 10^5$ э.-в. Уже одно это прекрасное энергетическое выполнение баланса свидетельствует о том, что уравнение (4) правильно интерпретирует процесс расщепления лития, но помимо этого существует другое доказательство правильности указанной Кокрофтом и Уолтоном схемы. В реакции (4) две α -частицы должны одновременно разлетаться в противоположные стороны. Это было показано Кокрофтом и Уолтоном в первой же работе наблюдениями сцинтилляций на двух экранах, расположенных по отношению друг к другу в 180° . Еще более убедительны в этом отношении опыты Кирхнера и Ди и Уолтона¹⁷⁾, наблюдавших пути α -частиц при расщеплении лития протонами в камере Вильсона. На фотографиях отчетливо видно, что пути α -частиц выходят из одной точки мишени в прямо противоположных направлениях. Угол между одним из этих путей и продолжением другого, как показывает измерение, не равен точно нулю, чего и следовало, конечно, ожидать, если принять во внимание то количество движения, которое приносит в ядро налетающий протон.

Уже вскоре после первых наблюдений Кокрофт и Уолтон¹⁸⁾ опубликовали сообщение, в котором указывали, что, помимо α -частиц с пробегом в 8,4 см, при расщеплении лития возникают еще короткопробежные частицы. Этот вопрос был подвергнут детальному исследованию Олифантом, Кинсеем и Резерфордом¹⁹⁾. Счет частиц производился с помощью камеры Вин-Вильямса. Зависимость числа отбросов в этой камере от толщины по-

глощающего слоя дана на рис. 45. Для того, чтобы получить чистые результаты, указанные исследователи ставили на пути α -частиц от мишени к счетчику ряд диафрагм так, что расходимость потока α -частиц не превышала 15° . Как видно из кривой, помимо группы в 8,4 см, ясно обнаруживаются еще две группы, пробеги которых соответственно равны 0,65 и 1,15 см; пробег последних групп определен с точностью до 2 мм. Дибнер и Хоф-

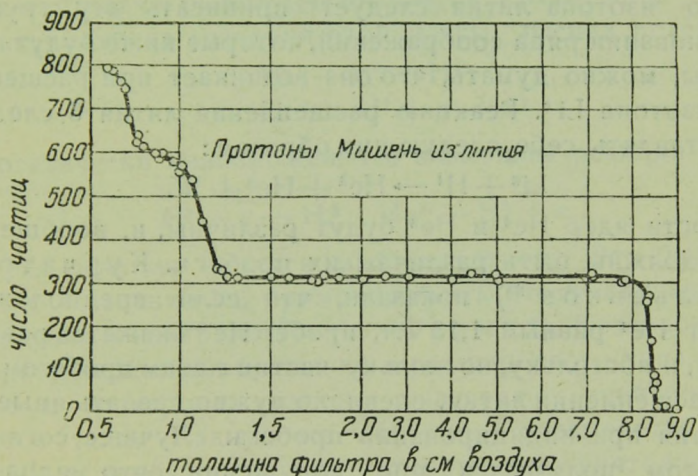


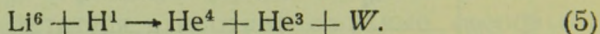
Рис. 45.

ман²⁰⁾ в небольшой заметке указывают, что, помимо этих групп, наблюдаются еще две группы α -частиц с пробегом в 4 и 1,8 см, но, повидимому, их (Кирхнер)²¹⁾ заключения являются ошибочными.

Наконец, Кирхнер²¹⁾ на основании измерений длины 160 путей α -частиц в камере Вильсона обнаружил еще одну группу с пробегом в 9 мм, но пока еще нельзя считать эту группу твердо установленной.

Очень существенные данные для обсуждения вопроса о механизме расщепления, приводящего к образованию короткопробежных групп, были получены Олифантом,

Шайром и Кроутером²²⁾, которым удалось, применяя магнитный и электрический анализ, получить мишени из отдельных изотопов лития. При бомбардировке протонами этих мишеней было показано, что группа α -частиц с пробегом в 8,4 см получается в результате расщепления Li^7 . Группа с пробегом в 1,15 см—в результате расщепления Li^6 . Что касается группы с пробегом в 0,65 см, непосредственными опытами еще не установлено, расщеплению какого изотопа лития следует приписать эту группу. На основании ряда соображений, которые ниже будут приведены, можно думать, что она возникает при расщеплении изотопа Li^6 . Реакцию расщепления лития 6 следует представлять себе следующим образом:

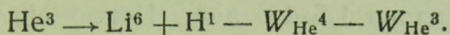


Скорости ядер He^4 и He^3 будут различны, и, вообще говоря, должны быть различны их пробеги. Курчатов и Синельников²³⁾ показали, что если предположить пробег He^4 равным 1,15 см, пробег He^3 окажется равным 1,7 см, и постольку, поскольку частиц с этим пробегом нет при расщеплении лития, очевидно нужно сделать иные допущения при индизировании пробега. Лучшее согласие с опытом получается при допущении, что ядра He^4 имеют пробег в 0,65—0,8 см (т. е. значение наиболее короткопробежной группы у Олифанта, Кинсея и Резерфорда), тогда пробег ядер He^3 будет 1,1 см, что совпадает в пределах погрешности определения пробегов с группой, пробег которой равен 1,15 см. Предположение о вылете He^3 при расщеплении изотопа Li^6 как будто бы является неизбежным.

Возникает интересный вопрос об устойчивости изотопа He^3 . Как известно, никаких следов He^3 не было обнаружено при спектроскопических определениях. Так, Блекней*) показал, что возможная концентрация He^3

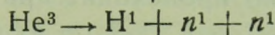
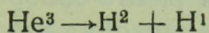
*) Bleakney. Phys. Rev. 41, 32, 1932.

в нормальных условиях не больше 1:50 000 по отношению к He^4 . Для суждения об устойчивости He^3 существенно знать массу этого изотопа. Если принять то индексирование пробегов, которое было дано Курчатовым и Синельниковым, то она окажется равной 3,0166.

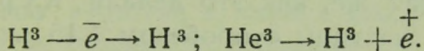


Масса Li^6 взята по данным Бейнбриджа, кинетические энергии He^4 и He^3 для пробегов в 0,65 и 1,15 см соответственно равны $1,4 \cdot 10^6$ э.-в. и $1,9 \cdot 10^6$ э.-в.

Как видно из значения этой массы, распад по схемам



энергетически невозможен. Но возможны реакции



Вторая реакция кажется маловероятной. Это было показано Иваненко²⁴⁾, применявшим к этому случаю представления о нейтринно Паули-Ферми*). Независимо от энергетических соображений в реакции этого типа, кроме ядра и электрона, должно участвовать нейтрино как третье тело. Радиус же нейтрино оказывается очень малым, и вероятность этого превращения ничтожна.

Курчатов, Синельников, Щепкин и Вибе²⁵⁾ сделали попытку определить позитронное излучение при бомбардировке лития протонами, но не нашли этого излучения. Таким образом пока еще нет никаких экспериментальных указаний на распад изотопа He^3 .

При расщеплении лития были обнаружены Лауритсеном и Крэном²⁶⁾ γ -излучение и излучение нейтронов. В опытах над γ -излучением литий бомбардировался протонным током в $20 \cdot 10^{-6}$ ампер при напряжении на трубке в $6 \cdot 10^5$ э.-в. Интенсивность γ -излучения, измерен-

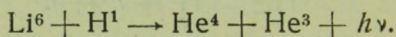
*) *Fermi. Nuovo Cimento XI, 1, 1934.*

ная по току в ионизационной камере, соответствовала отфильтрованному 2 см свинца излучению препарата радия в 0,1 мг.

Была снята кривая поглощения γ -излучения в свинце.

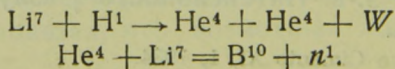
Было показано, что излучение монохроматично и величина кванта равна $1,5 \cdot 10^6$ э.-в. Первоначально Крэн и Лауритсен считали, что это излучение соответствует разности энергий между двумя случаями распада, при которых получаются α -частицы и 1,15 и 0,65 см.

В последующем они однако изменили свою интерпретацию и на основании ряда соображений пришли к заключению, что оно происходит при реакции



Принимая так же, как это делали Курчатов и Синельников, частицы с пробегом 1,15 см за атомы He^3 , Лауритсен и Крэн находят, учитывая энергию протона, массу He^3 равной 3,0146. Если это число окажется правильным, He^3 должен быть устойчивым элементом.

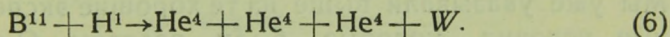
Излучение нейтронов при расщеплении лития было обнаружено и исследовано Крэном и Лауритсеном ²⁷⁾ при напряжении на трубке от $4 \cdot 10^5$ до $8 \cdot 10^5$ э.-в. при токе на мишень в $20 \cdot 10^{-6}$ ампер. Измерения интенсивности потока нейтронов производились ионизационной камерой, стенки которой были покрыты парафином. Если по измеренной интенсивности определить число нейтронов и сопоставить его с числом бомбардирующих протонов, то получается один нейтрон на каждые 10^{11} протонов. Вероятность реакции очень мала, и весьма возможно поэтому, что нейтрон возникает в результате вторичного процесса при взаимодействии с литием α -частиц, получающихся при расщеплении этого ядра. Схема процесса может быть, таким образом, записана в виде:



Можно также приписать излучение нейтронов небольшой примеси ионов тяжелого водорода, которые могли быть примешаны к пучку протонов.

Бор. Расщеплению этого элемента протонами посвящено очень большое число исследований. Интерес к этой реакции был продиктован тем, что вылетающие α -частицы имеют здесь не какую-то одну определенную скорость, а образуют некоторый непрерывный по скоростям спектр.

Расщепление бора впервые было обнаружено Кокрофтом и Уолтоном⁹⁾, наименьшее значение энергии протонов, при котором в их опытах наблюдались α -частицы, было около $1,1 \cdot 10^5$ э.-в. Кирхнер¹⁶⁾, первый из занимавшихся расщеплением бора, установил, измеряя длину пробегов α -частиц в камере Вильсона, непрерывность спектра их скоростей. Согласно его данным, максимум частиц имеет пробег в 2,2—2,3 см. Наибольшие пробеги, которые были получены Кирхнером в этой работе, достигают 4,3 см. Картина расщепления была дана Кирхнером в виде следующей реакции:



Захватившее протон ядро B^{11} расщепляется в большинстве случаев на три α -частицы, которые при взрыве ядра разлетаются с одинаковой скоростью, образуя по отношению к друг другу угол в 120° . Именно эти частицы и имеют пробег в 2,2—2,3 см. Другие пробеги и скорости отвечают случаям, когда угол между направлениями α -частиц отличен от 120° . Наиболее быстрые α -частицы возникают в результате такого распада, когда одна из них остается на месте, а две другие разлетаются с одинаковой скоростью в прямо противоположных направлениях. Эта точка зрения получила очень хорошее подкрепление при сопоставлении энергетического баланса реакции с энергиями α -частиц, вычисленными из их пробегов.

Масса, уничтожающаяся в реакции, эквивалентна $11,5 \cdot 10^6$ э.-в. Пробег α -частиц в 2,2—2,3 см отвечает энергии в $3,5—3,7 \cdot 10^6$ э.-в. Таким образом, общая энергия всех трех частиц будет $10,5—11,1 \cdot 10^6$ э.-в., что находится в прекрасном согласии с энергетическим балансом. К тому же значению в $11 \cdot 10^6$ э.-в. мы придем, производя вычисления по концу спектра, который лежит при пробеге в 4,3 см. Этот пробег дает энергию α -частиц в $5,6 \cdot 10^6$ э.-в., причем, по мнению Кирхнера, эта энергия должна быть равной, как это мы и видим, половине всей освобождающейся энергии.

Вскоре же однако появилось исследование Олифанта и Резерфорда¹³⁾, в котором, правда, тоже был обнаружен непрерывный спектр скоростей α -частиц при расщеплении бора, но численные значения пробегов оказались несколько отличными от кирхнеровских, и это сразу привело к нарушению той законченности картины реакции, которая предусматривается уравнением (6). Распределение скоростей α -частиц было выяснено Олифантом и Резерфордом путем исследования кривой поглощения. Мы уже указывали выше на те хорошие экспериментальные условия, которые были созданы Олифантом и Резерфордом при изучении рассматриваемой зависимости и которые поэтому заставляют с особой уверенностью полагаться на полученные результаты. Измеренная кривая поглощения приведена на рис. 46, конец кривой в другом масштабе на рис. 47. Всего было сосчитано 500 000 частиц. Максимальная погрешность в определении пробега не превышала 1,5 мм. Применявшиеся экраны промерялись на α -частицах полония, для которых пробег принимался равным 3,8 см воздуха при 15°C и давлении 760 мм ртутного столба.

Олифант и Резерфорд, анализируя полученные кривые, предположили, что наиболее вероятны те расщепления, когда три α -частицы разлетаются под углом в 120° ,

и что вероятность расщепления с другими углами очень быстро падает по мере отступления от этого угла. Для упрощения дальнейших вычислений они предположили

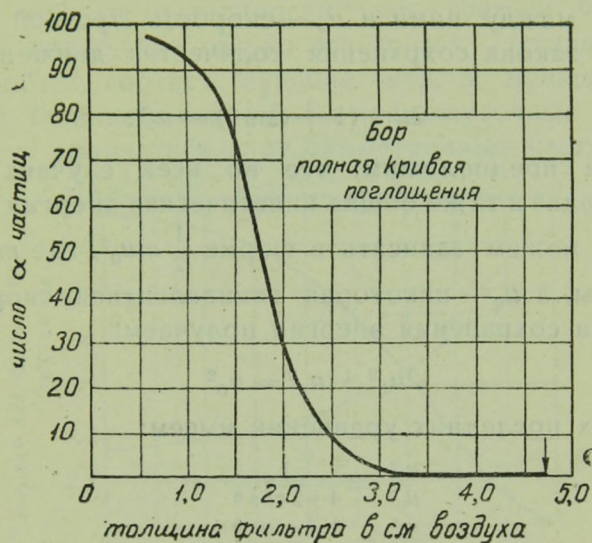


Рис. 46.

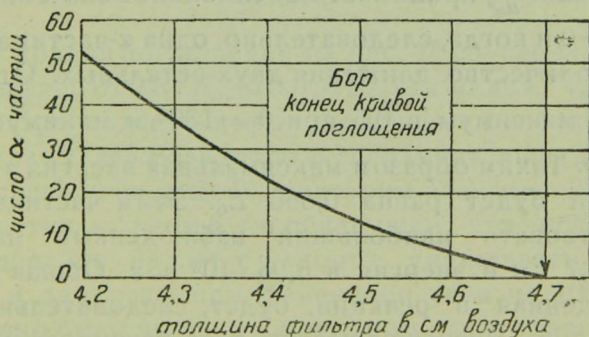


Рис. 47.

кроме того, что две α -частицы вылетают симметрично по отношению к третьей и таким образом имеют одинаковые скорости. Во всех дальнейших вычислениях не при-

нимается во внимание количество движения бомбардирующего протона.

Пусть u_1 — скорость каждой из симметричных частиц, θ — угол между ними и u_2 — скорость третьей частицы, тогда из закона сохранения количества движения получаем:

$$2u_1^2 (1 + \cos \theta) = u_2^2. \quad (7)$$

Если мы предположим, что во всех случаях освобождается одна и та же общая кинетическая энергия E_0 , которую мы можем записать в форме $\frac{1}{2} m u_0^2$, где m — масса α -частицы, а u_0 — некоторая эквивалентная скорость, то из закона сохранения энергии получаем:

$$2u_1^2 + u_2^2 = u_0^2. \quad (8)$$

Из обоих последних уравнений имеем:

$$\frac{u_1^2}{u_0^2} = \frac{1}{4 + 2 \cos \theta} \quad (9)$$

$$\frac{u_2^2}{u_0^2} = \frac{1 + \cos \theta}{2 + \cos \theta}. \quad (10)$$

Отношение $\frac{u_2^2}{u_0^2}$ принимает максимальное значение в 0,666, когда $\theta = 0$ и когда, следовательно, одна α -частица компенсирует количество движения двух остальных. Отношение $\frac{u_1^2}{u_0^2}$ имеет максимум в 0,5 при $\theta = 180^\circ$ и минимум в 0,167 при $\theta = 0$. Таким образом максимальная энергия α -частицы в реакции будет равна 0,666 E_0 . Этим частицам будет соответствовать наибольший наблюдаемый на опыте пробег 4,7 см и энергия в $5,96 \cdot 10^6$ э.в. Общая энергия, освобожденная в реакции, будет, следовательно, равна $8,94 \cdot 10^6$ э.в.. Энергия α -частиц, разлетающихся под углом в 120° , таким образом равна $2,98 \cdot 10^6$ э.в., что соответствует пробегу 1,8 см. Если мы обратимся к опытной кривой, то, действительно, обнаружим, что этому пробегу соответствует наибольший наклон кривой поглощения.

Уравнения (9) и (10) могут быть графически представлены рис. 48. Кривая *a* дает зависимость энергии каждой из симметричных α -частиц от угла θ , кривая же *b* соответствует той же зависимости для третьей частицы. Из рис. 48 видно, что только эта третья частица может давать пробеги, соответствующие энергии меньшей, чем $0,167 E_0$, и большей, чем $0,5 E_0$; промежуточные же значения могут получаться и от симметричных частиц.

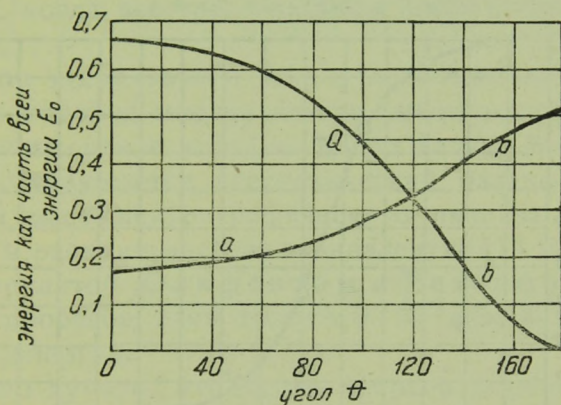


Рис. 48.

„Хвост“ кривой поглощения на рис. 47 обусловлен частицами с энергией от $0,5 \cdot E_0$ до $0,666 E_0$. Мы видим, что число частиц быстро падает по мере увеличения энергии, т. е. с уменьшением угла θ . Если мы по экспериментальным данным, представленным на рис. 47, построим зависимость между числом частиц и углом θ , то обнаружим, что число частиц экспоненциально падает с углом θ , уменьшаясь приблизительно в два раза при изменении угла на 10° . Очень существенно было выяснить, применима ли эта зависимость в общем виде для всей кривой поглощения. Олифант и Резерфорд произвели это сопоставление, предполагая, что число частиц, излученных под некоторым углом θ , определяется разностью между этим углом и углом

в 120° , причем зависимость между обеими величинами имеет экспоненциальный характер

$$N_{\theta, \theta + d\theta} \approx e^{-\alpha\varphi} \quad (11)$$

где $\varphi = (120 - \theta)^\circ$ для θ меньших 120° и $\varphi = \theta - 120^\circ$ для θ больших 120° . Опыт показал, что $\alpha = 0,069$.

Число частиц с пробегом, большим некоторого заданного, может быть вычислено путем графического интегриро-

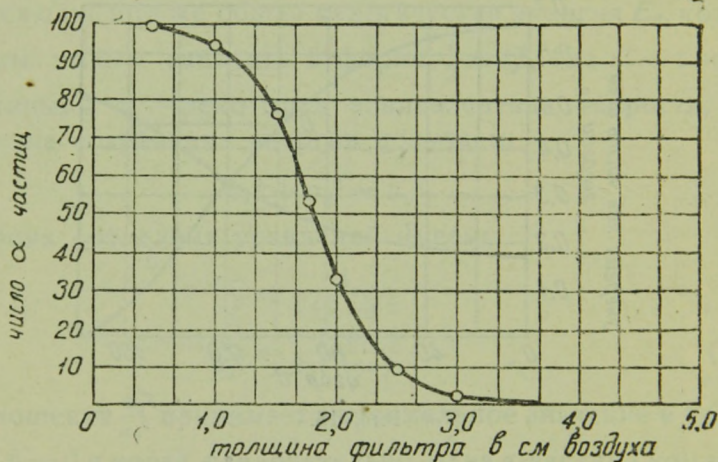


Рис. 49.

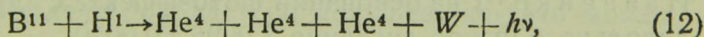
вания. По кривой рис. 48 можно найти углы, отвечающие частицам данного пробега. Возьмем, например, энергии, соответствующие линии pQ на рис. 48. Мы найдем здесь две частицы на кривой a и одну на кривой b и определим по рисунку соответствующие углы θ_p и θ_q . Число частиц с энергией, большей pQ , мы получим теперь проинтегрировав (11) от θ_p до $\theta = 180^\circ$ и от θ_q до $\theta = 0^\circ$. Таким образом могут быть получены данные для каждого значения пробега. Вычисленная этим путем кривая дана на рис. 49 (после пересчета на пробег). Кружки на послед-

ней кривой представляют данные эксперимента из кривой рис. 46.

Мы видим, что получается очень хорошее совпадение вычисленных и найденных на опыте кривых поглощения. Заметим далее, что сделанное в этой схеме с целью упрощения предположение о равенстве скоростей двух α -частиц приводит, по мнению Олифанта и Резерфорда, к результатам, мало отличным от более общего случая, когда все три α -частицы имеют различные скорости.

В этом исследовании дана полная картина расщепления бора, в которой многие детали опыта могут быть лучше объяснены, чем в картине Кирхнера. Вместе с этим, однако, нарушается энергетический баланс реакции. По данным масс-спектрографического анализа освобождающаяся в реакции энергия эквивалентна $11 \cdot 10^6$ э.в. Опыт же в принятой Олифантом и Резерфордом трактовке пробегов дает только $9 \cdot 10^6$ э.в. в виде кинетической энергии.

Можно думать, что часть энергии выделяется в виде γ -излучения. Опыты, произведенные Курчатовым, Щепкиным, Бернашевским и Вибе²⁸), показали, что это γ -излучение на самом деле имеет место при расщеплении бора протонами с энергией в $2-3 \cdot 10^5$ э.в. Было показано, что число γ -квант по порядку величины совпадает с числом расщеплений, причем грубое определение энергии кванта по поглощению в свинце привело к энергии в $2 \cdot 10^6$ э.в. Если принять во внимание эти результаты и написать реакцию расщепления в виде:



то, имея в виду все сказанное в связи с опытами Олифанта и Резерфорда, мы приходим к заключению, что энергетический баланс реакции находится в соответствии с выдвинутой этими исследователями схемой.

Испускание γ -кванта, четвертой частицы, в реакции (12) не изменит заметным образом распределения в углах между α -частицами, так как количество движения кванта с энергией в $2 \cdot 10^6$ э.в. оказывается слишком малым по сравнению с количеством движения быстрых α -частиц.

Необходимо отметить, что Лауритсен и Крен, производившие исследования при энергии в $5 \cdot 10^5$ э.в., не обнаружили γ -излучения при обстреле бора протонами; они утверждают, что при этих условиях число γ -квант во всяком случае не превосходит 2% от числа расщеплений.

В заключение опытного материала относительно механизма реакции нам еще необходимо остановиться на новых работах Кирхнера и Неуерта²⁹⁾, которые были опубликованы уже после исследования Олифанта и Резерфорда. Анализ этих работ показывает, что сейчас еще нельзя быть уверенным в механизме расщепления, предложенном английскими исследователями.

Максимальное число частиц в соответствии со старыми данными Кирхнера имеет пробег в 2,2 см; кроме того со стороны малых пробегов не получается плавной зависимости, и, наконец, имеется отчетливое указание на побочный максимум при пробеге в 4,5 см.

В чем причина этого постоянного расхождения в исследованиях Кирхнера и Резерфорда, сейчас сказать трудно.

Кирхнер²⁹⁾ отмечает еще возможность образования не трех α -частиц, но α -частицы и ядра Be_8 ; для массы последнего он получает значение $8,0074 \pm 0,0015$. Подсчет Иваненко²⁹⁾ на основании фотоэффекта с ядра Be_9 дает довольно близкое значение $8,0096 \pm 0,0020$.

Обратимся к вопросу о вероятности расщепления. Для тонкого слоя и небольших напряжений она была определена Олифантом и Резерфордом; здесь получились данные, аналогичные случаю лития. Оказалось

при этом, что в то время, как для малых энергий протонов вероятность расщепления лития больше, чем бора, уже при напряжениях в $2 \cdot 10^5$ э.-в. соотношения меняются. Следует думать, что это обстоятельство вызвано большей вероятностью ядерной реакции в случае бора.

Зависимость числа расщеплений от энергии протонов в интервале от $3 \cdot 10^5$ до $1 \cdot 10^6$ э.-в. была исследована Уайтом и Лоуренсом³⁰⁾.

Полученная ими кривая (рис. 50) почти в точности совпадает с кривой Гендерсона для лития. Здесь, стало быть, можно сделать те же заключения: вероятность прохождения протона через потенциальный барьер бора становится равной единице при энергии протонов порядка $5 \cdot 10^5$ э.-в. Заметим, что перед счетчиком, который был в этих опытах использован в качестве индикатора, была расположена слюдяная пластинка с воздушным эквивалентом в 2,7 см. Эта пластинка поглощала по крайней мере 95% всех α -частиц, и таким образом, ясно, что на самом деле бор дает не меньшее (как это может казаться из данных, приведенных Уайтом и Лоуренсом), а значительно большее число расщеплений по сравнению с литием. Последний вывод хорошо соответствует данным Олифанта и Резерфорда относительно вероятности самой ядерной реакции,

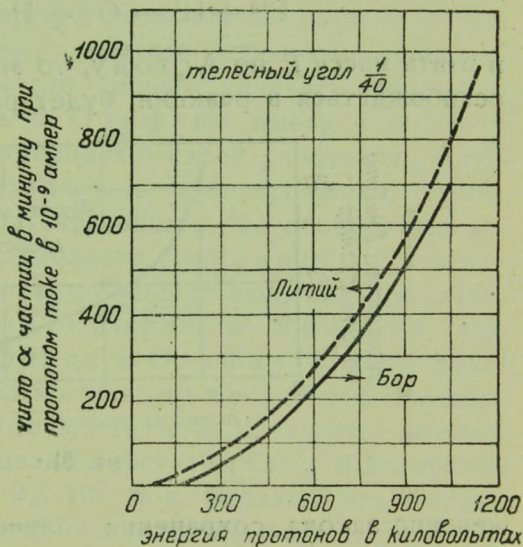
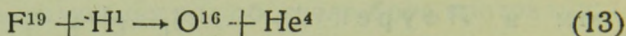


Рис. 50.

Фтор. Кокрофт и Уолтон ⁹⁾ заметили первые сцинтилляции на мишени со фтором при энергии протонов в $2 \cdot 10^5$ э.-в. Ими было показано, что число расщеплений возрастало в 100 раз между этой энергией и энергией в $4 \cdot 10^5$ э.-в. Пробег частиц оказался равным 2,8 см, что отвечает энергии в $4,15 \cdot 10^6$ э.-в. Если допустить, что реакция идет по уравнению



и взять массу F по Астону, то энергия, которая должна освободиться в реакции, будет равна $5,2 \cdot 10^6$ э.-в. При-

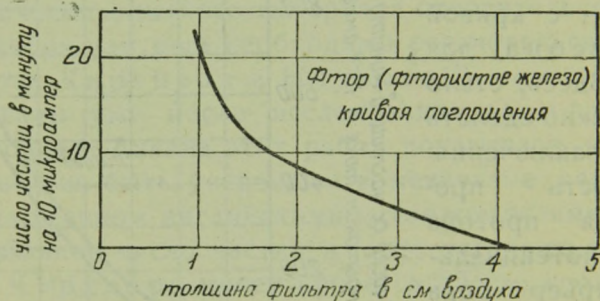


Рис. 51.

менение закона сохранения количества движения приводит к энергии, выделяющейся в реакции в $4,3 \cdot 10^6$ э.-в., что находится в относительно хорошем согласии с опытом.

Последующие исследования хотя и подтвердили факт расщепления фтора, но ряд установленных здесь деталей делает сомнительным, что это расщепление идет по уравнению (13).

Резерфорд и Олифант ¹³⁾, работавшие с энергией протонов до $2 \cdot 10^5$ э.-в. и большими протонными токами, сняли при помощи пропорциональной ионизационной камеры кривую поглощения α -частиц из фтора (рис. 51). Как видно из этой кривой, α -частицы не имеют опреде-

ленного пробега, их энергии распределены некоторым образом в довольно широком интервале. Это обстоятельство кажется несовместимым с предположением о расщеплении ядра фтора только на две частицы. Правда, сейчас трудно считать кривую Резерфорда и Олифанта окончательно установленной. Дело в том, что при тех небольших энергиях протонов, которыми они располагали в опыте, вероятность расщепления фтора еще очень мала; при этих же энергиях расщепление бора идет уже с большей вероятностью, а поэтому небольшие загрязнения мишени бором могли сильно исказить реальную кривую. Резерфорд и Олифант имели в виду эту возможную ошибку и приводят в своей работе ряд соображений, заставляющих считать маловероятным, чтобы она имела место в действительности, но необходимо заметить все же, что исследования Лоуренса и Ливингстона³¹⁾, проведенные при больших энергиях протонов, ближе к результатам Кокрофта и Уолтона, чем к результатам Резерфорда и Олифанта. Исследования Лоуренса и Ливингстона произведены в интервале энергии от $6 \cdot 10^5$ до $1,6 \cdot 10^6$ э.в. В качестве мишени в опыте были использованы кристаллы CaF_2 . В интервале энергии от $6 \cdot 10^5$ до $9,5 \cdot 10^5$ э.в. наблюдались только α -частицы с пробегом в 2,8 см (т. е. тем же, который был установлен Кокрофтом и Уолтоном) при больших энергиях в интервале от $9,5 \cdot 10^5$ до $1,35 \cdot 10^6$ э.в. были заметны α -частицы с пробегом в 5,6 см, и, наконец, при энергиях больших $1,35 \cdot 10^6$ э.в. появлялись α -частицы с еще большим пробегом в 6,8 см. Порог возбуждения каждой из двух последних групп является очень резким. Выход для этих групп линейно растет вместе с разностью между пробегом протона данной энергии и пробегом, отвечающим энергии порога возбуждения данной группы. Так, выход α -частиц с пробегом в 6,8 см растет в 10 раз при увеличении энергии с 1,4 до $1,6 \cdot 10^6$ э.в. Механизм

реакции, приводящий к образованию групп, пока еще не установлен, да и самый факт их существования еще сомнителен. Так, Тьюве и Хафстадт³²⁾ обнаружили лишь одну группу при расщеплении фтора, хотя располагали очень мощным пучком протонов высокой энергии.

Другие элементы. Многие исследователи указывали на расщепление протонами ряда элементов. Так, Кокрофт и Уолтон⁹⁾ при энергии протонов в $5 \cdot 10^5$ э.-в. замечали сцинтилляции от С, Al, Co, Ni, Ag и Cl, но Резерфорд и Олифант¹³⁾ показали, что в условиях опытов Кокрофта и Уолтона на мишень мог попадать бор. Эти наблюдения сейчас можно с полной уверенностью считать ошибочными.

Ливингстон и Лоуренс³³⁾ при энергиях протонов, больших $5 \cdot 10^5$ э.-в., наблюдали расщепление алюминия, причем показали, что α -частицы из алюминия имеют непрерывное распределение скоростей, центр тяжести которого лежит около пробега в 4 см. Конец спектра приходится на частицы с пробегом в 7—8 см. Вероятность реакции для энергии протона в $1,2 \cdot 10^6$ э.-в. около $2,5 \cdot 10^{-9}$. Далее авторы утверждают, что быстрое нарастание вероятности расщепления прекращается при энергии протонов в $8 \cdot 10^5$ э.-в. В дальнейшем эффект линейно меняется с пробегом протонов.

Описанные результаты не были подтверждены Тьювом, Хавстадтом и Далем³⁴⁾, которые не нашли в своих опытах никаких следов расщепления алюминия, хотя располагали мощным протонным пучком (ток в $10 \cdot 10^{-6}$ ампер), интенсивность которого была в 100 раз больше, чем в опытах Ливингстона и Лоуренса, и сравнительно большой ($6,2 \cdot 10^5$ э.-в.) энергией протонов.

Наконец, имеется указание на расщепление Na³⁵⁾ с излучением α -частиц (пробег 3,4 см) при обстреле этого элемента протонами с энергией в $1,1 \cdot 10^6$ э.-в.

Рассматривая в целом вопрос о расщеплении ядер про-

тонами, мы убеждаемся в том, что те основные предположения, которые были положены в основание этих исследований, оказались правильными; эффекты расщепления действительно могут быть наблюдаемы при очень малых энергиях бомбардирующих частиц.

Вместе с этим и в результате этого число ядер, которые могли быть подвергнуты расщеплению, оказывается очень незначительным. Как мы видели, уверенно можно говорить лишь о расщеплении четырех ядер Li^6 , Li^7 , B^{11} и F^{19} . Большинство этих ядер имеет структуру типа $4n + 3$, и несомненно с этим связан благоприятный для расщепления энергетический баланс рассмотренных выше реакций. Можно думать, что влетающие протоны внутри ядра связываются в новую α -частицу, причем выделяется настолько большая энергия, что сейчас же вслед за этим следует взрыв ядра. В общем однако, как увидим ниже (стр. 156), энергетические превращения при протонном облучении ведут к малому энергетическому эффекту. Можно предвидеть, исходя из теории Гейзенберга, что другой изотоп водорода H^2 , для которого потенциальные барьеры также не будут слишком высокими, окажется более эффективным в этом смысле. Ниже мы рассмотрим превращения при дейтонном облучении и увидим, что здесь процессы протекают в большем числе ядер и оказываются более разнообразными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schneider. Naturwiss. **21**, 349, 1933.
2. Van Graaf, Compton, Van-Atta. Phys. Rev. **43**, 139, 1933.
3. Lauritsen. Phys. Rev. **32**, 322 и 850, 1928.
4. Oliphant and Rutherford. Proc. Roy. Soc. **141**, 259, 1933.
5. Lawrence and Livingston. Phys. Rev. **40**, 23, 1932.
6. Livingston. Phys. Rev. **42**, 441, 1933.
7. Livingston and Lawrence. Phys. Rev. **43**, 212, 1933.
8. Lawrence and Livingston. Phys. Rev. **45**, 608, 1934.

9. Cockroft and Walton. Proc. Roy. Soc. **137**, 229, 1933.
10. Kirchner. Phys. ZS. **33**, 777, 1932.
11. Gerthsen. Naturwiss. **20**, 743, 1932.
12. Döpel. ZS. f. Phys. **81**, 821, 1933.
13. Oliphant and Rutherford. Proc. Roy. Soc. **141**, 259, 1933.
14. Trautenberg, Eckart und Gebauer. Naturwiss. **21**, 26, 1933.
15. Henderson. Phys. Rev. **43**, 98, 1933.
16. Kirchner. Naturwiss. **21**, 473, 1933.
17. Dee and Walton. Proc. Roy. Soc. **141**, 733, 1933.
18. Cockroft and Walton. Nature. **131**, 23, 1933.
19. Oliphant, Kinsey and Rutherford. Proc. Roy. Soc. **141**, 722, 1933.
20. Diebner and Hoffman. Naturwiss. **22**, 119, 1934.
21. Kirchner. Phys. ZS. **35**, 292, 1934.
22. Oliphant, Schire, Crowter. Nature **133**, 377, 1934.
23. Kurčatov and Sinelnikov. Sow. Phys. **5**, 919, 1934.
24. Iwanenko. Доклады Академии Наук СССР, **2**, 155, 1934.
25. Kurčatov, Sinelnikov, Schepkin, Viebe. Sow. Phys. **5**, 922, 1934.
26. Crane and Lauritsen. Phys. Rev. **45**, 63, 1934.
27. Lauritsen and Crane. Phys. Rev. **45**, 550, 1934.
28. Kurčatov, Schepkin, Bernashevsky and Viebe. Доклады Академии наук СССР, 1934.
29. Kirchner und Neuert. Phys. ZS. **34**, 897, 1933; **35**, 292, 1934.
29. Kirchner. Naturwiss. **22**, 480, 1934.
29. Гапон и Иваненко. Доклады Академии Наук СССР (в печати).
30. White and Lawrence. Phys. Rev. **43**, 304, 1933.
31. Lawrence and Livingston. Phys. Rev. **45**, 317, 1934.
32. Tuve, Hafstad. Phys. Rev. **45**, 651, 1934.
33. Livingston and Lawrence. Phys. Rev. **43**, 369, 1933.
34. Tuve, Hafstad and Dahl. Phys. Rev. **43**, 942, 1933.
35. Livingston, Henderson, Lawrence. Phys. Rev. **44**, 326, 1933.

ГЛАВА IV

РАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДЕР ДЕЙТОНАМИ

Расщепление дейтона. На основании ряда наблюдений Лоуренс высказал предположение о том, что дейтон при ударе о любое ядро расщепляется на протон и нейтрон, причем ядро, с которым имело место соударение, выходит из реакции без существенных изменений.

Заметим здесь с самого начала, что это предположение приводит к ряду трудностей, одна из которых состоит в том, что для массы нейтрона получается очень малое значение в 1,0006 массовых единиц.

Гипотеза Лоуренса уже по одному этому является очень спорной в настоящий момент. Мы проследим здесь подробнее за развитием работ в этой области и заранее отметим, что с экспериментальной точки зрения материал Лоуренса является еще очень мало определенным.

Лоуренс, Ливингстон и Льюис¹⁾ обнаружили, что при бомбардировке быстрыми дейтонами с энергией в $1,3 \cdot 10^6$ э.-в. все испытанные ими мишени, а именно: уголь, золото, платина, фтористый литий, окись кремния и латунь, излучают протоны с одним и тем же пробегом в 18 см. Ряд мишеней давал кроме того протоны и других пробегов, но этого вопроса мы здесь касаться не будем. Существует, повидимому, острый порог для той энергии дейтона, с которой начинается излучение протонов с пробегом в 18 см. Этот порог лежит около $8 \cdot 10^5$ э.-в.

То обстоятельство, что во всех случаях получались протоны с одним и тем же пробегом, и привело в первый раз к представлению о расщеплении дейтона. Ука-

занные авторы произвели точное определение пробега протонов при двух значениях энергии дейтона в случае мишени из золота. Оказалось, что при изменении энергии дейтона с $1 \cdot 10^6$ э.-в. до $1,3 \cdot 10^6$ э.-в. пробег протона возрастал с 16,7 см до 17,9 см, что соответствует возрастанию его энергии на $1,6 \cdot 10^5$ э.-в. Этот результат кажется вполне естественным, так как при расщеплении дейтона протон и нейтрон должны были бы разлетаться в противоположные стороны с одинаковыми энергиями. Оказалось однако, что при бомбардировке угля изменение энергии протона приблизительно равно изменению энергии дейтона, что уже плохо вяжется с гипотезой о расщеплении, если не усложнять ее новыми предположениями. Между тем, в дальнейших работах Лоуренса и его сотрудников было установлено, что опыты с золотом оказались ошибочными и что всегда кинетическая энергия дейтона передается одному протону. Так, при бомбардировке латуни дейтонами с энергией в $3 \cdot 10^6$ э.-в. пробег протонов вместо 18 см, который получался при энергии в $1,3 \cdot 10^6$ э.-в., оказался равным 33 см; это дает прирост энергии в $2,2 \cdot 10^6$ э.-в., почти равный разности для энергии дейтонов в этих двух случаях.

При бомбардировке дейтонами с энергией в $1,3 \cdot 10^6$ э.-в. энергия протона, как мы уже отмечали, равна $3,6 \cdot 10^6$ э.-в. (пробег 18 см), и таким образом протон получает $2,4 \cdot 10^6$ э.-в. из внутренней энергии дейтона. Ту же энергию должен по Лоуренсу получить и нейтрон. Таким образом, реакция расщепления дейтона идет с выделением энергии в $4,8 \cdot 10^6$ э.-в., что возможно только в том случае, если масса нейтрона равна 1,0006. Этот способ расчета, которым Лауренс пользуется и в дальнейших работах, является, конечно, очень неубедительным.

Постольку, поскольку приходится принять, что закон сохранения количества движения не выполняется для предположения о распаде дейтона на протон и нейтрон,

нельзя по энергии протона определять энергию нейтрона. К этому еще нужно добавить, что в одной из последних работ по расщеплению дейтона Лоуренс и Ливингстон обнаружили, что протоны, вылетающие при бомбардировке дейтонами бериллия, не монохроматичны, а имеют некоторое непрерывное распределение скоростей около указанных выше границ. Это обстоятельство никак не может быть интерпретировано с элементарной точки зрения на расщепление дейтона как на акт, в котором взаимодействуют только две частицы. Возможно, впрочем, что размытие пробегов связано с потерей энергии бомбардирующих дейтонов в мишени, если последняя имеет достаточную толщину, на что нет указаний в рассматриваемых работах.

Для подтверждения гипотезы о распаде дейтона Ливингстон, Гендерсон и Лоуренс²⁾ поставили ряд опытов, в которых исследовалось излучение нейтронов от разных мишеней при обстреле их дейтонами. Наиболее подробные измерения были произведены с латунью. Опыт ставился таким образом: сначала измерялось число протонов в ионизационной камере с линейным усилителем, затем камера закрывалась свинцовым фильтром толщиной в 3 мм, на котором был нанесен парафин, и опять измерялось число отбросов в камере, вызванное на этот раз протонами отдачи. Исследования показали, что в то время, как число протонов, попадающее за минуту в ионизационную камеру, было около 40 000 число протонов отдачи равнялось 12. Таким образом, число протонов и нейтронов оказывается одинаковым по порядку величины, если иметь в виду, что в условиях опыта на несколько тысяч нейтронов получается один протон отдачи.

Наконец, в качестве последнего аргумента в пользу рассматриваемой гипотезы можно привести результаты опытов Льюиса, Ливингстона, Гендерсона и Лоуренса³⁾ по бомбардировке мишеней с тяжелым

водородом протонами. В этом случае, если бы расщепление дейтона имело место и с теми же энергетическими соотношениями, которые были получены ранее, можно было бы с полной уверенностью принять гипотезу Лоуренса. Опыт, который был поставлен специально для этого не дал, однако, вполне определенного ответа.

Для контроля в опыте были использованы две мишени — с легким и тяжелым водородом $\text{Ca}(\text{OH}^1)_2$ $\text{Ca}(\text{OH}^2)_2$. Мишени готовились из одной и той же окиси кальция, причем было обращено особое внимание на идентичность процесса изготовления обеих мишеней. На мишени направлялся ток молекулярных ионов водорода H^+H^+ с энергией в $3 \cdot 10^6$ э.-в. Оказалось, что протоны с пробегом в 18 см наблюдаются не только от мишени с тяжелым водородом, но и от другой мишени, хотя эффект в последнем случае в 5 раз меньше, чем в первом. Авторы объясняют эффект с мишени $\text{Ca}(\text{OH}^1)_2$ тем, что в пучке бомбардирующих ионов было некоторое количество дейтонов. Дело в том, что отношение $\frac{e}{m}$

для H^+H^+ и H^2 приблизительно одинаково; движение как тех, так и других частиц будет находиться в резонансе с колебаниями электрического поля, и оба сорта частиц получают одни и те же окончательные энергии на выходе из прибора. Наличие дейтонов в пучке можно объяснить тем, что до этого производились в приборе опыты с дейтонами и тяжелый водород мог поглощаться металлическими стенками. Некоторая неопределенность вышеизложенных результатов заставила авторов повторить все описанные опыты с мишенями, изготовленными по тому же рецепту, но еще более тщательным образом. Оказалось, что при той же энергии в пучке, при той же величине тока на мишень эффект по неизвестной причине упал в 5 раз. Правда, и в этом случае

число протонов из мишени с тяжелым изотопом водорода было в 5 раз больше, чем с легким.

Нам осталось теперь указать на абсолютные выходы реакции расщепления дейтона по данным Лоуренса и его сотрудников. Они для некоторых ядер при энергии дейтонов в $3 \cdot 10^6$ э.-в. приведены в таблице 15.

ТАБЛИЦА 15

Мишень	Be	Li	B ₂ O ₃	Ca F ₂	NH ₄ NO ₃	Al	Ca(OH) ₂	Pt
Число нейтронов на 10^6 дейтонов	60	38	25	12	6	6	5	1

Рассматриваемая гипотеза Лоуренса встречается с большими затруднениями при объяснении результатов опытов Резерфорда и Кемптона ⁴⁾, исследовавших взаимодействие быстрых α -частиц полония с дейтонами. Опыт был поставлен таким образом, что можно было обнаружить нейтронное излучение, интенсивность которого составляла бы лишь 1% нейтронного излучения бериллия в тех же условиях. Никаких следов расщепления дейтона в этих опытах обнаружено не было, хотя поля, в которых оказывался дейтон, и были очень большими.

Наконец, в последнее время Кокрофт и Уолтон ⁵⁾ получили эффекты, аналогичные тем, которые описаны Лоуренсом, обстреливая дейтонами с энергией $7 \cdot 10^5$ э.-в. при токе в $200 \cdot 10^{-6}$ ампер мишени из Cu, Fe, Ag и W.

Однако выяснилось, что все эти эффекты исчезают, если мишень обезгаживалась и с нее удалялись всякие следы углерода. Таким образом сейчас кажется почти несомненным, что гипотеза о расщеплении дейтона в поле ядра является неверной, а наблюдаемые Лоуренсом

эффекты связаны с расщеплением дейтонами ядер углерода и кислорода.

Дейтон. При соударениях дейтона с дейтоном наблюдаются очень интересные явления, рассмотренные Олифантом, Хартеком и Резерфордом⁶). В этих опытах пучок дейтонов направлялся на такие мишени,

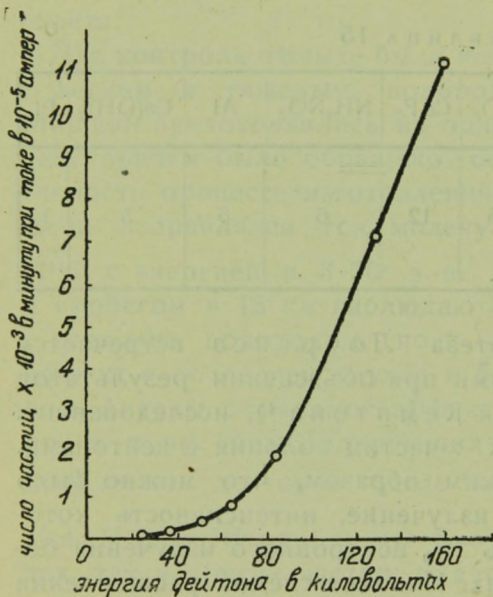


Рис. 52.

как NH_4Cl , $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$, H_3PO_4 , в которых легкий изотоп водорода был заменен тяжелым. Было обнаружено большое число быстрых протоков, которые были уже заметны с энергией дейтонов в $2 \cdot 10^4$ э.-в. Число их резко возрастало вместе с увеличением энергии дейтонов (рис. 52), и при энергии 10^5 э.-в. становилось уже настолько большим, что с трудом поддавалось счету.

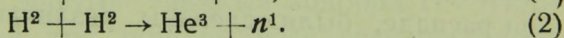
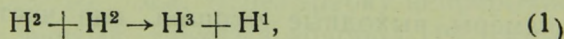
При энергиях, превышающих 10^5 э.-в., рост числа расщеплений удовлетворяет линейному закону. Это указывает на то, что барьер очень низок и рост числа частиц с увеличением напряжения на трубке просто обусловлен ростом пронизываемой бомбардирующей частицей толщи материала. Абсолютный выход реакции очень велик и достигает при энергии дейтона в 10^5 э.-в. значения в 10^{-6} . Интересно отметить, что достаточно мономолекулярного слоя молекул тяжелого водорода на мишени для того, чтобы возникал заметный эффект

расщепления. Авторы отмечают, что каждая мишень начинает в конце концов давать эффект при облучении ее дейтонами из-за порчи поверхности мишени, на которой поглощается тяжелый водород.

Пробег протонов оказался равным 14,3 см, что соответствует энергии в $3,6 \cdot 10^6$ э.в. Кроме этих протонов были обнаружены однозарядные частицы в числе, равном числу длиннопробежных частиц; скорости этих малопробежных частиц были значительно меньше, пробег их достигал лишь 1,6 см. Были и другие слабые группы частиц, но исследователи не могли уверенно приписать их результатам первичной реакции между дейтонами.

В опыте было обнаружено также большое число нейтронов с энергией около $2 \cdot 10^6$ э.в.; интенсивность пучка нейтронов падала до 44% после прохождения свинца в 5,5 см толщиной.

Число нейтронов значительно меньше числа протонов, поэтому авторы считают невозможным приписать их процессу распада дейтона. Они предложили другой механизм образования наблюдаемых частиц. По их мнению, в результате столкновения дейтонов возникает ядро гелия, которое однако из-за большого избытка энергии неустойчиво и распадается двумя путями:

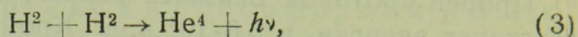


Если взять данные Бэйнбриджа для масс H^2 и He^4 и учесть энергию протона и изотопа водорода H^3 (короткопробежной однозарядной частицы), то для массы H^3 получается значение в 3,0151.

Удовлетворительное согласие в энергетическом балансе получается и для реакции (2). Масса изотопа He^3 может быть вычислена из реакции расщепления лития протонами и оказывается равной 3,0165; если для массы нейтрона принять значение Чадвика, то энергия ней

трона окажется равной $3 \cdot 10^6$ э.-в., т. е. близкой к тому значению, которое было определено на опыте.

Авторы обсуждают в своих сообщениях возможность еще одной ветви реакции:



где избыток энергии, получающийся при соединении дейтонов, по сравнению с нормальным ядром гелия, уходил бы в виде излучения. Соответствующий квант должен был бы обладать очень большой энергией в $\sim 23 \cdot 10^6$ э.-в. Экспериментально этот вопрос еще не обследован, но теоретически реакция (3) представляется маловероятной, так как ядра характеризуются вполне определенными квантовыми энергетическими уровнями.

Первые две реакции, рассмотренные в этом параграфе, были подтверждены Ди⁷⁾ в камере Вильсона. Можно было думать в отношении реакции (1), что H^1 и H^3 будут разлетаться в противоположные стороны, причем пробеги их должны быть соответственно равными 14,3 и 1,6 см. Для того, чтобы можно было удобнее измерять малые пробеги, камера наполнялась смесью воздуха и гелия, но так как при этом пробег протона оказался бы настолько большим, что лежал бы вне размеров камеры, выходные окошки для частиц, получающихся при распаде, были сделаны различной толщины и расположены под 180° по отношению друг к другу. Одно окошко было закрыто тонкой слюдой с воздушным эквивалентом в 6,3 см, другое—более толстой в 11,4 см. Таким образом было получено несколько фотографий, при рассмотрении которых с полной отчетливостью выступает именно тот характер распада, который был установлен Олифантом, Хартеком и Резерфордом.

Затем было исследовано нейтронное излучение по наблюдению путей отдачи. Был сфотографирован 31 след атомов отдачи. Измерения путей показывают, что ней-

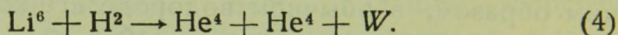
троны монохроматичны и что энергия их близка *к $1,8 \cdot 10^6$ э.в. в согласии с определенной Олифантом, Хартеком и Резерфордом.

Описанные исследования заставили еще раз пересмотреть вопрос о присутствии следов изотопа водорода с массой 3 в нормальном водороде. Лозье, Смит и Блэкней ⁸⁾ обнаружили этот изотоп при помощи масс-спектрографического метода в чистом тяжелом водороде H^2 . Концентрация H^3 оказалась здесь равной $5 \cdot 10^{-6}$; таким образом, в обычном водороде его концентрация достигает всего лишь значения в 10^{-9} .

Харнвелу, Смитту, Ван-Вурхису и Куперу ²⁾ удалось показать справедливость полученных выше данных относительно образования H^3 также путем масс-спектрографического анализа. Они пользовались разрядной трубкой в 70 см длиной и 6 см в диаметре с охлаждаемыми водой электродами. В катоде этой трубки был просверлен канал диаметром в 3 мм и длиной в 19 см. Пучок ионов из разрядной трубки попадал в другую, длина которой была около 150 см, а диаметр 3 см. Разряд производился при напряжении в $7 \cdot 10^4$ вольт и токе приблизительно в $1,5 \cdot 10^{-3}$ ампер. Давление газа в трубке было около 10^{-3} мм. Через трубку непрерывно пропусклся почти чистый тяжелый водород H^2 . После часовой экспозиции при помощи масс-спектрографического анализа было выяснено, что концентрация H^3 оказалась значительно более высокой, чем в исходном продукте. Именно, она достигала $2 \cdot 10^{-4}$ вместо $5 \cdot 10^{-6}$, которое характеризует, как мы видели выше, нормальную концентрацию H^3 в H^2 .

Литий. Первые опыты по расщеплению лития дейтонами принадлежат Люису, Ливингстону и Лоуренсу ¹⁰⁾. В опыте на мишень из LiF направлялись ионы H^1H^2 с энергией в $2 \cdot 10^6$ э.в. Мишень подвергалась та-

ким образом одновременному воздействию протонов с энергией в $6 \cdot 10^5$ э.-в. и дейтронов с энергией в $1,3 \cdot 10^6$ э.-в. Было показано, что в результате бомбардировки лития этим смешанным пучком протонов и дейтронов возникают α -частицы с пробегом в 8,4 и 14,5 см. Первая группа несомненно обусловлена расщеплением Li^7 , захватившего протон; вторая же группа, энергия которой получается равной $12,5 \cdot 10^6$ э.-в., возникает, по мнению авторов, в результате расщепления Li^6 :



Если по Бэйнбриджу для масс атомов в реакции (4) принять соответственно значения 6,0145, 2,0136 и 4,0022,

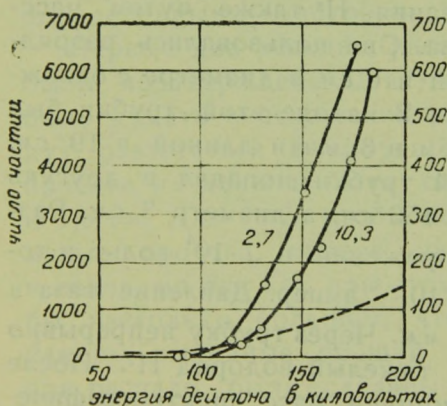


Рис. 53.

то W окажется равным $23,4 \cdot 10^6$ э.-в. Так как эта энергия W распределяется поровну между двумя α -частицами, то энергия каждой из них должна быть равна $11,7 \cdot 10^6$ э.-в. Баланс реакции получается таким образом вполне удовлетворительным.

Эта схема в дальнейшем была подтверждена опытами Олифанта, Кинсея и Резерфорда ¹¹⁾, которые более тщательно изучили распределение скоростей α -частиц, получающихся в этой реакции, и кроме того выяснили зависимость числа расщеплений от энергии дейтронов. На рис. 53 представлена последняя зависимость. Две сплошные кривые представляют результат измерения для двух различных поглощающих фильтров в 2,7 и 10,3 эквивалентных сантиметра между мишенью и каме-

рой Вин-Вильямса. Можно видеть, что обе кривые имеют одинаковый характер. Пунктирная кривая на том же рисунке дает соответствующую зависимость для расщепления лития протонами. Существенно отметить, что в то время, как при малых напряжениях протоны являются более эффективными, чем дейтоны, при больших напряжениях соотношение между этими двумя частицами меняется. Можно думать, что это обусловлено большим значением вероятности ядерной реакции в случае расщепления дейтонами. При малых энергиях, когда эффект реакции в первую очередь обусловлен вероятностью проникновения бомбардирующей частицы через потенциальный барьер и когда, очевидно, для протона вероятность значительно больше, чем для дейтона, будет больше и общий эффект расщепления. Но при больших энергиях, когда каждый протон и дейтон будут проникать через силовой барьер ядра, эффект расщепления уже определится вероятностью самой ядерной реакции, большей для дейтона, чем для протона. С этой точки зрения было бы очень интересно выяснить ход кривых при напряжениях порядка $5 \cdot 10^5$ — $1 \cdot 10^6$ э.в. и определить вероятность реакции в том смысле, как это было сделано Гендерсоном при расщеплении лития протонами.

Кривые распределения частиц по пробегам были получены Олифантом, Кинсеем и Резерфордом по кривой поглощения, данной на рис. 54. Кроме монохроматической группы с пробегом в 13,2 см (соответственно энергии $11,5 \cdot 10^6$ э.в.), кривая ясно указывает на вторую группу с непрерывным, почти равномерным распределением пробегов между нулем и 7,8 см (соответственно энергии $8,3 \cdot 10^6$ э.в.). На равномерность распределения пробегов указывает, кроме линейной зависимости между общим числом отбросов и толщиной фильтра, также и средняя величина самих отбросов, которая остается неизменной на линейном участке кривой. Число частиц с

пробегом в 13,2 см составляет приблизительно 0,1 общего числа α -частиц. Эти результаты были полностью подтверждены исследованиями Ди и Уолтона¹²⁾ с камерой Вильсона.

Механизм реакции, приводящий к образованию α -частиц с пробегом в 13,2 см, по Олифанту, Кинсею и Резерфорду тот же, что и предложенный выше первыми

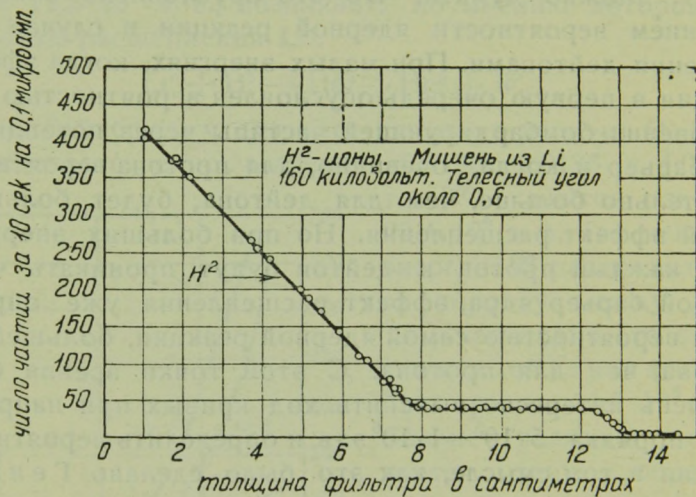
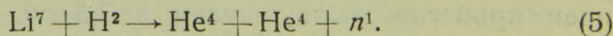


Рис. 54.

исследователями вопроса. Что же касается второй группы с непрерывным распределением пробегов, то английские авторы предполагают, что она возникает в результате распада захватившего дейтрон ядра изотопа Li^7 :



Непрерывное распределение пробегов здесь имеет то же происхождение, как и при расщеплении бора протонами.

Пусть обе α -частицы вылетают с одинаковой энергией E_α под углом 2θ . Из законов сохранения энергии и ко-

личества движения легко получить следующие выражения для энергии α -частицы и нейтрона:

$$\begin{aligned} E_{\alpha} &= \frac{W}{2} (1 + 8 \cos^2 \theta), \\ E_n &= W \frac{8 \cos \theta}{1 + 8 \cos^2 \theta}, \end{aligned} \quad (6)$$

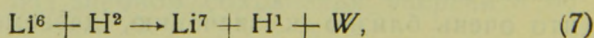
если W есть общая энергия, освобождающаяся при реакции. Из уравнения (6) ясно, что энергия α -частицы меняется от значения $0,056 W$ до $0,5 W$, а энергия нейтрона от $0,889 W$ до нуля. Реакция (5) приводит к уничтожению $0,0173$ массовых единиц, и соответствующее значение W будет $16,2 \cdot 10^6$ э.-в. Таким образом, в качестве результатов расщепления в этой реакции должны получаться нейтроны со всеми энергиями до $14,4 \cdot 10^6$ э.-в. и α -частицы с энергиями от $0,910^6$ до $8,1 \cdot 10^6$ э.-в. Энергия нейтронов еще не исследована, что же касается до α -частиц, то они как раз имеют правильную предельную энергию в $8,3 \cdot 10^6$ э.-в. Согласие вычислений с опытом получается блестящим.

Олифант, Шайр и Кроутер¹³⁾ на опытах с мишенями из отдельных изотопов лития подтвердили правильность изложенной схемы; оказалось, что при расщеплении Li^6 получаются только монохроматические по скорости α -частицы с пробегом в $13,2$ см, а при расщеплении Li^7 —остальные α -частицы и нейтроны.

Лауритсен и Крэн¹⁴⁾ воспользовались реакцией (5) для определения массы нейтрона. Предварительно ими было произведено экспериментальное исследование с целью выяснить, не имеет ли места в этой реакции γ -излучение, которое могло бы привести к искажениям энергетического баланса. Поставленные ими опыты показали, что γ -излучения при расщеплении нет. Масса нейтрона оказывается равной, по их вычислениям, $1,0063$, что очень близко к значению, даваемому Чадвиком.

Те же авторы обнаружили в согласии с уравнением (5) излучение нейтронов при расщеплении лития дейтонами. При энергии дейтонов в $9 \cdot 10^5$ э.-в. и токе в $3-4 \cdot 10^{-6}$ ампер число излученных мишенью нейтронов в их опытах достигало $2 \cdot 10^7$ в секунду. Это соответствует большому значению вероятности реакции ($\sim 10^{-6}$). К сожалению, не было произведено одновременного определения числа α -частиц и энергии нейтронов, так что с экспериментальной точки зрения реакцию еще нельзя считать окончательно установленной.

Описанные реакции еще не исчерпывают тех превращений, которые испытывает ядро лития при встрече с дейтонами. Еще в первой работе Лоуренс и Ливингстон¹⁰⁾ обнаружили, что при бомбардировке лития дейтонами получают быстрые протоны. Ди и Уолтон¹²⁾ также наблюдали следы протонов в камере Вильсона, причем пробег одного из них был во всяком случае больше 16 см. Эти наблюдения были повторены Кокрофтом и Уолтоном¹⁵⁾. Они производили свои опыты с очень мощным пучком дейтонов (ток приблизительно $70 \cdot 10^{-6}$ ампер при напряжении в $7 \cdot 10^5$ э.-в.). При энергии дейтона в $5 \cdot 10^5$ э.-в. пробег протонов из лития оказался равным 30,5 см. Число их оказалось очень большим, но точных данных о выходе авторы не приводят, так как в этих опытах падающий пучок не проходил магнитного анализа, и процентное содержание различных частиц в нем (H^1 , H^2 и He^4 , который примешивался в газу в разрядной трубке) установлено не было. Было однако обнаружено, что число протонов приблизительно в два раза меньше числа длиннопробежных α -частиц (13,2 см). Таким образом при энергии дейтонов в $5 \cdot 10^5$ э.-в. вероятность новой реакции, которую Кокрофт и Уолтон пишут в виде



оказывается той же, что и реакции с этим ядром, идущей по ветви с излучением α -частиц [уравнение (4)]. Измеренная на опыте энергия протонов довольно хорошо совпадает с вычисленной на основании уравнения (7). Эта энергия должна быть равна:

$$W = 6,0145 + 2,0136 - 7,0146 + 1,0078 = 5,3 \cdot 10^6 \text{ э.-в.}$$

Если учесть энергию бомбардирующего дейтона и энергию, которая уходит на отдачу ядра, то для энергии протона получается значение в $5,0 \cdot 10^6$ э.-в. По данным Дункассона*) это соответствует пробегу в 35 ± 5 см воздуха.

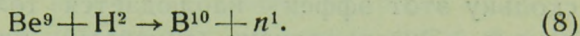
Бериллий. При бомбардировке бериллия дейтонами Льюис, Ливингстон и Лоуренс ¹⁶⁾ наблюдали испускание α -частиц с пробегом в 3,3 см, т. е. тем же, который был установлен ими при расщеплении этого ядра протонами. Исследования производились с дейтонами, энергия которых достигала $1,3 \cdot 10^6$ э.-в. Авторы указывают, что число α -частиц при бомбардировке бериллия дейтонами в 100 раз больше (одна α -частица на 10^7 дейтонов), чем при бомбардировке протонами той же энергии. Авторы склонны думать, что расщепление бериллия как при бомбардировке протонами, так и при бомбардировке дейтонами происходит без захвата падающей частицы. Если не сделать этого предположения, трудно понять, почему в обоих случаях получаются α -частицы с одинаковым пробегом. Может быть, эти соображения являются и правильными, но они во всяком случае недостаточны для окончательного суждения по вопросу о механизме расщепления. Можно к тому же заметить, что α -частицы, которые наблюдаются при бомбардировке бериллия протонами, могут возникать в результате загрязнения пучка молекулярных ионов водорода дейтонами. Эти эффекты известны, вообще говоря, из других данных тех же авторов.

*) *Duncasson. Proc. Cambridge Phys. Soc.* 30, 102, 1934.

При бомбардировке бериллия дейтонами наблюдается интенсивное излучение нейтронов, впервые обнаруженное Креном, Лауритсеном и Солтаном ¹⁷⁾, установившим это излучение уже при энергии дейтонов порядка $3 \cdot 10^5$ э.-в. При дальнейшем увеличении энергии нейтронное излучение заметно возрастает, меняясь в интервале от $5 \cdot 10^5$ до $8 \cdot 10^5$ э.-в. приблизительно в 10 раз. Более обстоятельное измерение нейтронного излучения из бериллия было произведено Ливингстоном, Гендерсоном и Лоуренсом ¹⁸⁾.

При токе в 10^{-8} ампер и энергии дейтона в $1,3 \cdot 10^6$ э.-в. ими наблюдалось 240 протонов отдачи в минуту в камере, расположенной по отношению к мишени под углом $\frac{\pi}{10}$. Предполагая, что каждые 10 000 нейтронов вызывают один протон отдачи, авторы находят, что общее число излучаемых бериллием нейтронов достигает в этих условиях $5 \cdot 10^5$ в секунду. Таким образом выход в этой реакции достигает громадных значений, давая один нейтрон на каждые 10^5 дейтонов. Значения этого выхода с полной ясностью указывают, что нейтрон испускается в результате первичного процесса взаимодействия дейтона с бериллием и не может быть обусловлен вторичным эффектом от бомбардировки бериллия теми α -частицами, которые получают в результате расщепления этого ядра. Эти же исследователи выяснили, что число нейтронов из бериллия растет линейно с пробегом дейтона в интервале пробегов от 1 до 9 см. Таким образом можно утверждать, что вероятность расщепления бериллия дейтонами не зависит в пределах этих пробегов от энергии дейтонов. В последующем Лоуренс и Ливингстон ¹⁹⁾ еще повысили энергию дейтонов и довели ее при токе в $3 \cdot 10^{-8}$ ампер до $3,6 \cdot 10^6$ э.-в. При этом они наблюдали в камере до 5000 протонов отдачи в минуту, т. е. получили с мишени излучение 10^7 нейт-

ронов в секунду. Реакция расщепления бериллия дейтонами может быть написана в следующем виде:



Если принять массы Be^9 , H^2 и B^{10} соответственно равными 9,0155; 2,0136; 10,0137, то для кинетической энергии нейтрона получается $9 \cdot 10^6$ э.в., если принять по Чадвику массу нейтрона равной 1,0067.

Энергия нейтронов из бериллия не была еще до сих пор измерена, а поэтому сейчас еще нельзя быть уверенным в правильности написанной выше реакции, так как Крэном и Лауритсеном ²⁰⁾ наблюдалось при расщеплении бериллия интенсивное γ -излучение. Для того чтобы разделить нейтроны и γ -лучи, Крэн и Лауритсен сняли кривые поглощения излучения из бериллия в парафине и свинце двумя ионизационными камерами, из которых одна была покрыта внутри парафином, другая — свинцом. Чувствительность этих двух камер к нейтронам и γ -лучам различна. Ионизационный эффект в камере с парафином в два раза больше по отношению к нейтронам, чем в камере со свинцом, и составляет только 0,6 ионизационного эффекта по сравнению со свинцовой камерой по отношению к γ -лучам. Четыре кривых поглощения, полученных с двумя этими камерами для поглощения в парафине и свинце, даны на рис. 55. Рассмотрим сначала кривые II и IV, полученные с фильтрами из свинца для толщи больше 4 см. Наклон здесь оказывается одинаковым для обеих камер, т. е. излучение однородно и представляет собой или γ -лучи, или нейтроны. Большой сдвиг кривой II (камера с парафином) относительно кривой IV (камера со свинцом) указывает на то, что это излучение представляет собой нейтроны. Наклон кривой II при толщинах фильтра больших 4 см дает таким образом коэффициент поглощения нейтронов в свинце. Мы видим по кривым, что

при меньших толщинах фильтра кривая IV дает подъем, ясно указывающий на наличие γ -лучей постольку, поскольку этот эффект наблюдается только в свинцовой камере. Экстраполируя линейный участок кривой IV к началу (пунктир на рис. 1), можно по разности ординат между сплошной и пунктирной кривыми найти интенсивность γ -лучей и построить кривую их поглощения

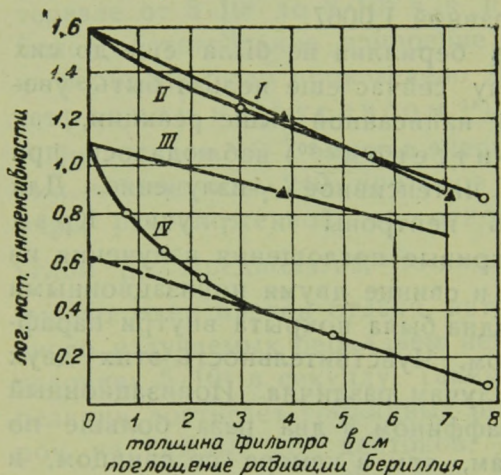
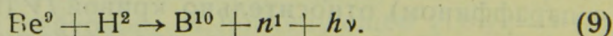


Рис. 55. I — камера покрыта парафином, поглотитель — парафин. II — камера покрыта парафином, поглотитель — свинец. III — камера покрыта свинцом, поглотитель — парафин. IV — камера покрыта свинцом, поглотитель — свинец.

в свинце. Из найденной таким образом зависимости логарифма интенсивности γ -излучения от толщины свинца видно, что излучение монохроматично. Величина кванта оказывается порядка $1 \cdot 10^6$ э.-в. *). Число γ -квант, излучаемых бериллием при энергии дейтонов в $8 \cdot 10^5$ э.-в. и токе в $2 \cdot 10^{-6}$ ампер оказывается тем же, что число квант, излучаемых 0,15 мг радия. Авторы ука-

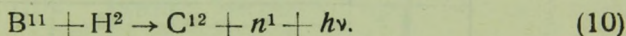
зывают, что это число приблизительно совпадает с числом нейтронов и что реакция расщепления бериллия дейтонами может быть таким образом написана в виде:



*) Эта величина может быть и ненадежной, так как в статью вкралась ошибка, которая затем была поправлена по телеграфу от авторов, но также ошибочно.

Бор. При облучении бора дейтонами процессы идут аналогично случаю бериллия. Крэн и Лауритсен²¹⁾ использовали здесь при исследовании природы излучения обстреливаемой мишени тот же метод, который был только что подробно описан в применении к бериллию. Измерения производились двумя ионизационными камерами, поглощение определялось в парафине и свинце. Ход ионизационных кривых ясно указывает, что излучение состоит из нейтронов и γ -лучей. Величина энергии γ -кванта была определена по поглощению в свинце и оказалась равной $\sim 1,6 \cdot 10^6$ э.в.

Сопоставление ионизационных эффектов в обеих камерах дало возможность утверждать, что число фотонов и нейтронов одинаково и равно $\sim 2 \cdot 10^6$ в секунду при дейтонном токе в $3 \cdot 10^{-6}$ ампер и энергии в $9 \cdot 10^5$ э.в. Реакция, которая имеет место при бомбардировке дейтонами бора, может быть написана в виде:



Специальными опытами было установлено, что наблюдаемые фотоны не могут быть связаны с попаданием на бор протонов, которые в большом числе (70⁰%) входили в состав пучка.

Помимо этой реакции имеет место расщепление бора с испусканием α -частиц и протонов. Это было показано Кокрофтом и Уолтоном¹⁵⁾ на трубке с мощным дейтонным пучком при энергиях дейтонов от 5 до $7 \cdot 10^5$ э.в. Исследования производились с пропорциональной камерой Вин-Вильямса. Было показано, что под действием дейтонной бомбардировки бор излучает по крайней мере четыре группы тяжелых частиц.

Кривая зависимости числа больших по величине отбросов в осциллографе от толщины поглощающих экранов приведена на рис. 56. В виду того, что протоны создают относительно малую ионизацию, большие отбросы

в осциллографе получаются только у конца пробега протона. Этим обстоятельством обусловлен своеобразный ход кривой поглощения. Мы видим, что бор излучает:

- 1) α -частицы с непрерывным распределением пробегов до максимального пробега 15 см;
- 2) три группы монохроматических по скорости протонов с пробегами в 30 ± 2 см; 48 ± 2 см; 92 ± 2 см. Возможно,

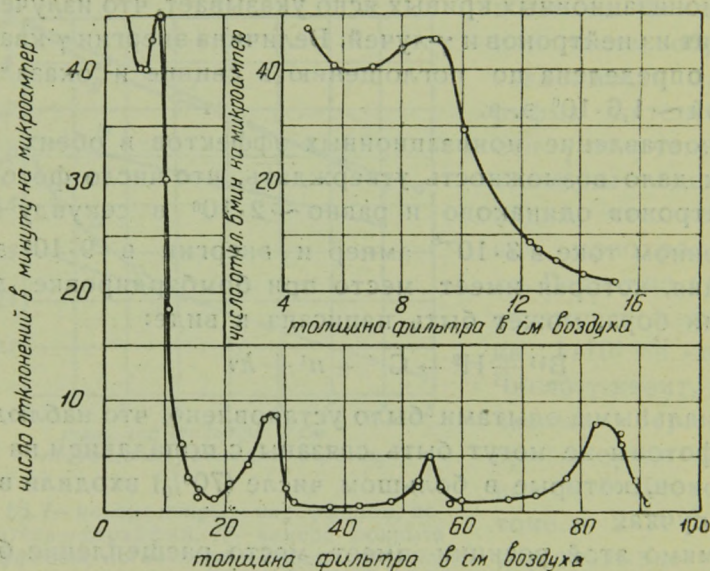
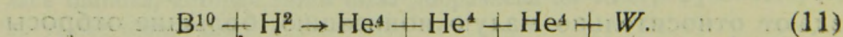


Рис. 56.

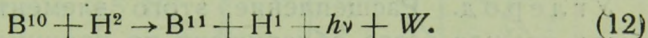
что, кроме перечисленных групп, есть еще протоны с пробегами между 6 и 10 см воздуха.

Непрерывное распределение энергии α -частиц приводит Кокрофта и Уолтона к предположению, что здесь так же, как и в случае расщепления бора протонами, реакция идет с выделением трех частиц. Таким образом она может быть написана в следующем виде:



Если в основание определения энергии W из наблюдаемой энергии α -частиц положить те же предположения, которые были сделаны ранее Резерфордом и Олифантом (стр. 117), то значение W будет равно $18,45 \pm 0,45 \cdot 10^6$ э.в. Оно в общем согласуется с энергетическим балансом реакции. Так, если принять значение массы V^{10} равным $10,0135 \pm 0,0005$, то W будет равно $19,4 \cdot 10^6$ э.в.

Быстрые протоны получаются, по мнению Кокрофта и Уолтона, в результате захвата нейтрона изотопом V^{10} .



Если считать, что при вылете протонов с пробегом в 92 см γ -излучения в реакции нет, то разница между массами V^{11} и V^{10} получается равной:

$$V^{11} - V^{10} = 2,0136 - 1,0078 + 0,0005 \quad (\text{кин. энергия } H^2) - 0,0102 \quad (\text{кин. энергия протона и ядра отдачи}) = 0,9961 \pm 0,0004.$$

Согласно данным Астона, эта разница равна

$$11,0110 - 10,0135 = 0,9975 \pm 0,007.$$

Как видно, особенно хорошего согласия не получается и в этом случае. Следует думать, что некоторое расхождение между вычисленными по балансу реакции значениями энергии и наблюдаемыми на опыте связано в первую очередь с неточностями определения массы V^{10} . Это видно хотя бы из того, как указывают Кокрофт и Уолтон, что при расчете разности масс V^{10} и V^{11} двумя путями один раз по концу спектра α -частиц, а другой раз — по энергии длиннопробежных протонов получаются одинаковые значения.

Можно таким образом думать, что эти длиннопробежные протоны с пробегом в 92 см действительно уносят с собой всю энергию ядерного превращения. Более

медленные группы протонов получают в результате γ -излучения с энергиями, соответственно равными 2 и $4 \cdot 10^6$ э.-в.

Мы видим, что при бомбардировке как бора, так и лития дейтонами процессы идут одинаковым образом. В результате захвата дейтона происходит или расщепление ядра на α -частицы, или образование следующего изотопа. В случае бора так же, как и в случае лития, вероятности каждой ветви реакции приблизительно одинаковы.

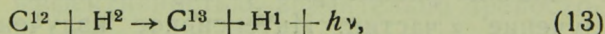
Углерод. Расщепление этого элемента дейтонами было прежде всего обнаружено по проникающему излучению Лауритсеном и Крэном²²). Опыты ставились с водородом в разрядной трубке, в котором было лишь 30% тяжелого изотопа, поэтому были поставлены контрольные опыты с чистым водородом, не давшие никаких следов излучения. Эффект был обследован камерой, закрытой слоем парафина, и другой камерой без этого слоя с внутренними свинцовыми стенками. Ионизация в свинцовой камере была приблизительно в 1,4 раза больше, чем в первой, что как раз соответствует тому отношению ионизации в обеих камерах, которое было установлено специальными опытами для γ -лучей. К этому же заключению о природе излучения привели авторов измерения поглощения в парафине и свинце; один и тот же эффект ослабления получался при прохождении пучка через 25 мм парафина и 3 мм свинца. Кривая *I* поглощения излучения в свинце в полулогарифмических координатах дана на рис. 57 вместе с такой же кривой *II* для γ -излучения тория. Кажущийся коэффициент поглощения ториевого γ -излучения получается по этим данным равным $0,42 \text{ см}^{-1}$, в то время как истинный коэффициент, как известно, достигает значения в $0,478 \text{ см}^{-1}$. Это расхождение на 13% обусловлено большим влиянием рассеянного γ -излучения, в большом количестве по-

падающего в камеру, из-за необходимости ограничиться при опыте очень тесным расположением всей аппаратуры. Кажущийся коэффициент поглощения для γ -излучения из обстреливаемого дейтонами графита получается $0,31 \text{ см}^{-1}$ и, принимая ту же поправку в 13%, как для случая тория, следует считать его равным $0,35 \text{ см}^{-1}$.

Можно думать, что этот коэффициент поглощения соответствует энергии кванта в $3,5 \cdot 10^6$ э.-в.

При энергии дейтонов в $9 \cdot 10^5$ э.-в. и токе в $10 \cdot 10^{-6}$ ампер число γ -квант, излучаемых при расщеплении, равно $2 \cdot 10^5$ в секунду. Таким образом на каждые $3 \cdot 10^7$ дейтонов получается один распад.

На основании сопоставления этих данных с результатами Лоуренса, Ливингстона и Льюиса, обнаруживших протонное излучение при облучении дейтонами графита, Крэн и Лауритсен реакцию расщепления пишут в виде:



причем энергетический баланс реакции находится в удовлетворительном согласии с установленной энергией протона и жесткостью γ -излучения.

Эта сторона вопроса может быть более уверенно обсуждена на основе данных Кокрофта и Уолтона ¹⁵⁾, тщательно измеривших энергию протонов из графита. Их пробег при энергии дейтонов в $5 \cdot 10^5$ э.-в. оказался

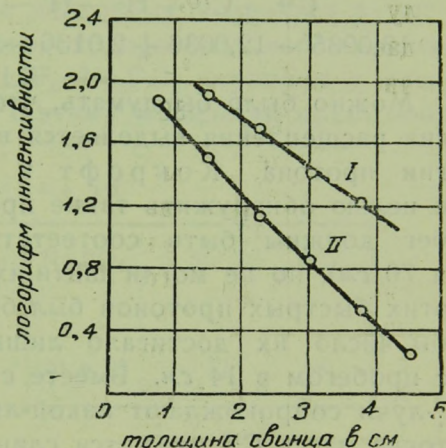


Рис. 57.

равным 14 ± 1 см, что соответствует энергии в $2,9 \cdot 10^6$ э.в. Для массы C^{13} из этих данных по расщеплению мы получаем значение в $13,0035 \pm 0,006$, что хорошо совпадает с определенным из полосатых спектров значение в $13,0039 \pm 0,0013$.

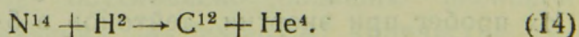
$$C^{13} \rightarrow C^{12} + H^2 - H' - (W_H - W_{H^2}) - h\nu;$$

$$13,0035 \rightarrow 12,0036 + 2,0136 - 1,0078 - 0,0027 - 0,0032.$$

Можно было бы думать, что в ряде случаев вся энергия расщепления выделяется в виде кинетической энергии протона. Кокрофт и Уолтон ставили опыты с целью обнаружить такие протоны (их энергия и пробег должны быть соответственно равны $6,4 \cdot 10^6$ э.в. и 70 см), но не могли найти их следов в реакции. Эффект этих быстрых протонов был бы обнаружен в опыте, если бы число их достигало лишь 0,2% от числа протона с пробегом в 14 см. Вместе с этим нельзя думать, что γ -лучи сопровождают какой-либо иной процесс, так как тогда масса C^{13} окажется слишком большой, выходящей за пределы возможных ошибок.

Другие элементы. Эти расщепления известны, главным образом, по работам Лоуренса и его сотрудников, но экспериментальный материал еще настолько неполон, что ни в одном из перечисленных ниже случаев нельзя уверенно написать механизма ядерной реакции.

Сначала рассмотрим те случаи, когда наблюдалось излучение α частиц. Интенсивное излучение имеет место по данным американских авторов при обстреле азота. Здесь при энергии дейтона в $1,3 \cdot 10^6$ э.в. на каждые 10^9 дейтонов наблюдается 100 α -частиц с пробегом 6,8 см. Реакция начинается со значения энергии в $6 \cdot 10^5$ э. в. Казалось бы, что процесс расщепления можно представить схемой:



Но такая реакция не дает удовлетворительного согласия в энергетическом балансе. В виде кинетической энергии α -частицы выделяется лишь половина той, которая должна была бы освобождаться при указанном расщеплении.

Слабое излучение α -частиц с пробегом в 6 см наблюдалось также при бомбардировке алюминия и магния.

Чаще при бомбардировке дейтонами возникает расщепление с излучением протонов; протоны наблюдались при обстреле мишеней из LiF, Na_3PO_4 , кремния и алюминия. Результаты опытов с этими мишенями приведены в таблице 16.

Таблица 16

Мишень	LiF	Na_3PO_4	Si	Al
Пробег протона в см	40	26 и 35	~ 12	68

Во всех случаях данные получены при энергии дейтона большей 10^6 э.в.

Общие замечания. Попробуем сравнить те превращения, которые испытывают ядра при столкновениях с протоном и дейтонами. Мы обнаруживаем здесь две особенности последних реакций. Они, во-первых, распространяются на большее число ядер и, во-вторых, обычно идут с большой эффективностью, значительно превосходящей реакции с протонами. В то время как вторая особенность тесно связана с внутренней структурой ядра и сейчас не может быть точнее определена, первая допускает известную интерпретацию путем анализа общих энергетических соотношений. Само собой понятно, что эти энергетические соотношения также тесно связаны со структурой ядра, но они при настоящем положении теории могут уже быть сформулированы в общих чертах

(конечно, лишь в очень грубом приближении), что уже достаточно для решения некоторых вопросов.

Для того, чтобы ближе рассмотреть интересующие нас соотношения, необходимо ознакомиться с общими положениями теории строения ядра, данной Гейзенбергом²³⁾. По Гейзенбергу в состав ядра входят лишь нейтроны и протоны^{*}). Для вычисления энергии взаимодействия необходимо сделать какие-то определенные предположения о силах, действующих между частицами. Помимо кулоновских сил, Гейзенберг вводит силы обменного характера, которые проявляются лишь на малых расстояниях. По аналогии с квантовой химией мы должны принять, что эти силы будут значительными лишь для различных частиц (нейтронов и протонов). Взаимодействие между двумя нейтронами будет иметь такой же характер, как между двумя атомами водорода в молекуле; между нейтроном и протоном оно будет таким, как между водородным ионом и атомом в ионе H_2^+ . Если мы обозначим потенциал для последнего случая через $I(r)$, то получим следующую схему сил, действующих в ядре:

$$\begin{aligned} \text{Нейтрон-протон} & - I(r) = be^{-\frac{r}{a}} \\ \text{Нейтрон-нейтрон} & - K_n(r) \\ \text{Протон-протон} & - K_p(r) + \frac{e^2}{r} \end{aligned}$$

В первом приближении можно вообще пренебречь потенциалами K .

Рассмотрим теперь, следуя Гейзенбергу, вопрос о том, при каком соотношении между числом нейтронов n_1 и числом протонов n_2 (при $n_1 + n_2 = \text{const}$) будут получаться ядра с максимальной энергией связи. Если бы мы принимали во внимание только энергию взаимодействия

^{*}) См. статью *Иваненко* в сборнике „Атомное ядро“, ГТТИ, 1934.

между протоном и нейтроном, максимальная энергия связи отвечала бы тому ядру, где $n_1 = n_2$, так как в этом случае было бы реализовано максимальное число возможных связей. Однако при учете сил отталкивания между протонами а priori ясно, что при очень большом числе протонов в тяжелых ядрах кулоновское отталкивание будет значительным, и наиболее устойчивые ядра будут характеризоваться большим числом нейтронов. В действительности в самых легких ядрах, где кулоновские силы относительно малы, число протонов и нейтронов равно, массовый номер точно в два раза больше атомного, в более тяжелых ядрах мы замечаем преобладание нейтронов над протонами.

Исходя из этих допущений, Гейзенберг вычислил энергию связи ядер, применяя статистические методы Томаса-Ферми. Таким образом для общей энергии E (в массовых единицах) он получил выражение:

$$E = \left(0,00347n_2 - 0,0364n_1 + 0,01211 \frac{n_1^2}{n_2} \right) + \\ + n_2^{\frac{5}{3}} (3,19 - 0,715) \frac{n_1}{n_2} \cdot 10^{-4} + 0,049. \quad (15)$$

Здесь численные коэффициенты определенным образом связаны с константами a и b , которые оказываются равными $a = 8 \cdot 10^{-13}$ см, $b = 4,05 \cdot 10^{-6}$ эрга. Константы в уравнении были выбраны таким образом, чтобы радиоактивные элементы оказались вне области существования устойчивых ядер.

Истмен ²⁴⁾ произвел ряд численных сопоставлений, исходя из уравнений Гейзенберга; в частности он вычислил энергию частиц, вылетающих при распаде того или другого ядра после захвата бомбардирующих частиц.

Ниже в формулах энергия вылетающей частицы представлена в левой части равенства с индексом, указывающим на ее природу, энергия налетающей частицы

дана в правой части равенства, также с соответствующим индексом.

В случае расщепления с вылетом α -частицы ядра с зарядом Z и массой M для энергии α -частицы при протонном и дейтонном облучении соответственно получаются формулы:

$$W_{\alpha} = W_p - 1,434 + 0,741 \frac{N}{Z} + 0,142 \frac{Z}{M^{\frac{1}{3}}}, \quad (16)$$

$$W_{\alpha} = W_D + 1,065 - 0,496 \frac{N}{Z} + 0,142 \frac{Z}{M^{\frac{1}{3}}}, \quad (17)$$

из которых ясно, что энергетически реакции с дейтонами оказываются более возможными, чем с протонами. Необходимо здесь заметить, что формулы Гейзенберга дают относительно точные результаты только для тяжелых ядер; в случае легких ядер расхождение между вычисленными и опытными значениями дефекта массного больше. Кроме того при выводе указанных выше соотношений Истмен сделал ряд допущений, которые могут сильно исказить реальные соотношения в случае легких ядер. Принимая все это во внимание, мы можем говорить здесь только об общих соотношениях, не имея в виду отдельных реакций.

Интересно отметить, что реакции, сопровождающиеся захватом дейтона с последующим излучением протона, т. е. реакции образования последующего изотопа, оказываются очень вероятными с энергетической точки зрения. В этом случае энергия вылетающего протона будет представляться уравнением:

$$W_p = W_D + 2,499 - 1,237 \frac{N}{Z}. \quad (18)$$

Если мы не будем рассматривать явления на барьере, то согласно этому уравнению должны утверждать, что дей-

тоны с энергией в $1,1 \cdot 10^6$ э.-в. смогут вызывать реакции образования последующего изотопа во всех первых ядрах вплоть до ядра мышьяка с атомным номером 33.

Рассмотренные заключения являются, несомненно, верными при общей трактовке ядерных превращений. В частности, идя этим путем, мы легко находим объяснение для рассмотренных выше особенностей расщепления протонами и дейтонами.

ЛИТЕРАТУРА.

1. Lawrence, Livingston and Lewis. Phys. Rev. 44, 56, 1933.
2. Livingston, Henderson Lawrence. Phys. Rev. 44, 781, 1933.
3. Lewis, Livingston, Henderson, Lawrence. Phys. Rev. 45, 242, 1934.
4. Rutherford and Kempton. Proc. Roy. Soc. 143, 724, 1934.
5. Cockroft and Walton. Proc. Roy. Soc. 144, 704, 1934.
6. Oliphant, Harteck and Rutherford. Nature 133, 413, 1934; Proc. Roy. Soc. 144, 692, 1934.
7. Dee. Nature 133, 564, 1934.
8. Lozier, Smith, Bleakney. Phys. Rev. 45, 655, 1934.
9. Harnwell, Smyth, Van Voorhis, Kuper. Phys. Rev. 45, 655, 1934.
10. Lewis, Livingston, Lawrence. Phys. Rev. 44, 55, 1933; 44, 56, 1933.
11. Oliphant, Kinsey and Rutherford. Proc. Roy. Soc. 141, 722, 1933.
12. Dee and Walton. Proc. Roy. Soc. 141, 733, 1933.
13. Oliphant, Shire and Crowther. Nature 133, 377, 1934.
14. Lauritsen and Crane. Phys. Rev. 45, 550, 1934.
- Crane, Lauritsen and Soltan. Phys. Rev. 44, 692, 1933.
15. Cockroft and Walton. Proc. Roy. Soc. 144, 704, 1934.
16. Lewis, Livingston, Lawrence. Phys. Rev. 44, 55, 1933.
17. Crane, Lauritsen and Soltan. Phys. Rev. 44, 612, 1933.

18. Livingston, Henderson, Lawrence. Phys. Rev. 44, 782, 1934.
19. Lawrence, Livingston. Phys. Rev. 45, 220, 1934.
20. Crane, Lauritsen. Phys. Rev. 45, 227, 1934.
21. Crane, Lauritsen. Phys. Rev. 45, 493, 1934.
22. Lauritsen and Crone. Phys. Rev. 45, 345, 1934.
23. Heisenberg. ZS. f. Phys. 77, 1, 1932; 78, 156, 1932; 80, 587, 1932; см. также Rapports de Congrès Solvay, 1933 (готовится русский перевод).
24. Eastman. Phys. Rev. 46, 1, 1934.

ГЛАВА V

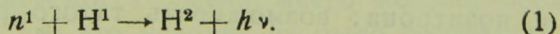
РАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДЕР НЕЙТРОНАМИ

Мы уже упоминали в предыдущем о разного рода явлениях, в которых приходилось иметь в виду возможность неупругих столкновений нейтрона с ядрами различных элементов.

Рассмотрим теперь подробнее относящийся к этому материал.

Водород. Ли¹⁾ заметил в опытах над рассеянием нейтронов (получающихся от α -частиц, попадающих на бериллий), параффином и жидким водородом, что некоторая ионизация наблюдается и для направлений, составляющих 180° с направлением первичного пучка нейтронов. Ясно, что нейтроны не могут быть рассеяны на углы большие 90° в процессах однократного рассеяния, вычисления же показывают, что интенсивность многократно рассеянных лучей недостаточна для объяснения наблюдаемого эффекта. С целью выяснения природы излучения Ли измерил ионизационный эффект двумя камерами с аргоном и водородом. При одной и той же интенсивности γ -излучения ионизационный эффект в первой камере будет в 12 раз больше, чем во второй, в то время как в случае нейтронного излучения ионизация будет приблизительно одинакова в обоих случаях.

Опыты показали, что данное излучение является γ -излучением, величина кванта которого может иметь значение от 2 до $4 \cdot 10^6$ э.-в. Ли объяснил полученные результаты следующей реакцией:



Если иметь в виду закон сохранения количества движения и энергии, то по уравнению (1) получается правильное значение для жесткости γ -излучения.

Высказанная Ли интерпретация эффекта встретила ряд возражений со стороны Оже²⁾. Прежде всего Оже указывает на то, что γ -излучение, как это установлено опытом, обычно сопровождает излучение тяжелых частиц из ядра и не наблюдается в отдельности. Можно обосновать это обстоятельство, если иметь в виду, что ядро характеризуется определенными квантовыми уровнями энергии. Далее, трудно, по мнению Оже, думать, что дейтрон может запастись столь большую энергию в виде возбуждения, так как связь протона и нейтрона в дейтоне слаба. Наконец, указывает Оже, в вильсоновой камере должны были бы наблюдаться атомы отдачи образовавшихся в процессе Ли дейтронов. Еще ранее Оже замечал в камере Вильсона, наполненной водородом при наличии нейтронного излучения, следы частиц, имеющие относительно очень небольшой пробег. Для выяснения природы этих частиц камера помещалась в соленоид, дававший магнитное поле 7000—8000 гауссов. По величине пробега частиц можно было определить их скорость u , стало быть, по отклонению в магнитном поле найти отношение $\frac{1}{m}$.

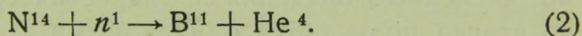
Таким путем было показано, что все следы принадлежат протонам. Дейтронных следов не наблюдается, что, конечно, находится в определенном противоречии с гипотезой Ли.

Для объяснения природы наблюдаемого γ -излучения Оже выдвинул другую гипотезу, которая в свою очередь является очень спорной. Мы все же находим необходимым указать ее здесь, так как весь вопрос в целом представляет очень большой интерес. По Оже, протон нужно рассматривать как сложную систему из нейтрона и позитрона; возможность такого рассмотрения тесно

связана очевидно со значением массы нейтрона и протона. Оже считает, в согласии с Жолио, что масса нейтрона больше массы протона.

Таким образом протон можно представлять себе как нейтрон, около которого заняты все уровни отрицательной энергии, за исключением одного. При ударе нейтрона этот уровень перемещается к большим энергиям, протон переходит в возбужденное состояние. С этой точки зрения можно говорить об ионизации протона, которая повидимому требует $4 \cdot 10^6$ э.в. энергии, отвечающей верхнему концу измеренного Ли спектра γ -лучей.

Азот. Реакция расщепления азота нейтронами явилась первым случаем, когда была доказана возможность неупругого столкновения нейтронов с ядром. Фезер³⁾ изучал в камере Вильсона процессы, сопровождающие прохождение нейтронов в азоте, и на 130 снятых следах атомов отдачи заметил 32 двойных вилки. В ряде случаев вилки и нейтрон (вернее—предполагаемый прямолинейный путь нейтрона от источника к вилке) лежали в одной плоскости, что указывает на расщепление ядра с захватом нейтрона. В этом случае реакция может быть написана следующим образом:



Для таких вилок можно по пробегу ядер определить энергию падающего нейтрона и поглощаемую в реакции энергию. Было обнаружено, что последняя не остается постоянной для разных вилок, а меняется от случая к случаю, что, повидимому, связано с излучением в реакции γ -квант. В таблице 17 приведены данные, характеризующие энергетическую сторону реакции для 12 компланарных вилок Фезера.

Выше указывалось, что компланарность вилки и пути нейтрона (предполагаемого) имела место не для всех вилок. Те случаи, где это условие не было соблюдено,

Таблица 17

№ вилок	V — скорость падающего нейтрона в 10^9 см/сек	W — поглощенная в реакции энергия в 10^6 э.в.
1	2,82	2,34
2	3,26	1,49
3	3,60	2,41
4	3,14	0,63
5	3,45	2,57
6	3,45	0,65
7	2,23	$\sim 0,1$
8	2,7	$\sim 1,0$
9	2,38	1,13
10	8,49	3,7
11	3,22	4,5
12	3,5	0

представляли, по мнению Фезера, расщепление ядра азота без захвата нейтрона. Так как в этом случае ничего нельзя сказать относительно пути нейтрона после расщепления, нельзя очевидно произвести и расчета энергетических соотношений.

В дальнейшем рассматриваемая реакция изучалась и другими исследователями. Анализ полученных данных приводит авторов к тому же механизму, который был установлен Фезером в отношении реакции с захватом, но численные значения в энергетических соотношениях не всегда получаются одинаковыми.

Большое число вилок было получено Харкинсом, Гансом и Ньюсоном⁴⁾, снявшим 7600 фотографий в камере Вильсона. Здесь удалось установить группы вилок, в которых теряется приблизительно одна и та же энергия. В качестве примера сказанного может служить таблица 18, где даны значения теряемой в реакции энергии в 10^6 э.в. для ряда вилок.

На основании подобного рода исследований американские авторы указывают следующие шесть значений для энергии кванта γ -лучей:

1,4; 2,1; 2,85; 3,85; 4,6; 5,7.

ТАБЛИЦА 18

Реакция $N^{14} + n^1 = B^{11} + He^4$						
1 группа	1,4	1,4	1,3			
2 " 	2,3	2,0	2,0	2,3	2,8	2,5
3 " 	3,8	3,8				
4 " 	5,0	5,8				

Мейтнер и Филипп⁵⁾ из наблюдаемых ими девяти расщеплений азота могли обработать четыре вилки и получили следующие значения для энергии, теряемой при расщеплении:

1. $0,9 \cdot 10^6$ э.-в.
2. $0,0 \cdot 10^6$ э.-в.
3. $5,66 \cdot 10^6$ э.-в.
4. $0,7 \cdot 10^6$ э.-в.

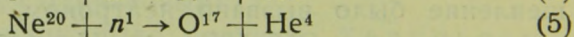
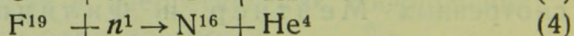
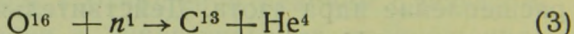
Мы видим, что для одного из расщеплений энергетический баланс равен нулю, и таким образом, можно думать что даже очень медленные нейтроны будут вызывать расщепление ядра азота. Действительно, в одном из рассмотренных Мейтнер и Филиппом случаев расщепление было вызвано нейтроном, энергия которого достигала лишь $2,5 \cdot 10^6$ э.-в. Из таблички видно, что ряд реакций идет с затратой энергии, как это было установлено Фезером и Харкинсом. На основании полученных данных можно указать два значения для энергии γ -кванта в $1 \cdot 10^6$ э.-в. и $5,6 \cdot 10^6$ э.-в., которые близки к первому и шестому, указываемым американскими исследователями. Пользуясь данными Астона для масс ядер, входящих в уравнение, и принимая, что энергетический баланс реакции равен нулю, Мейтнер и Филипп определяют массу нейтрона, которая оказывается равной 1,0056, т. е. близкой к значению, даваемому Чадвиком.

Таким образом, можно думать, что реакция (2) правильно представляет процесс расщепления ядра азота. Что касается предположения Фезера о расщеплении без захвата, то оно, повидимому, является неверным. Отсутствие компланарности вилки и предполагаемого пути нейтрона от источника не является серьезным аргументом в пользу такой реакции, так как расщепление могло быть вызвано нейтроном, испытывавшим рассеяние от стенок камеры и других тел. Харкинс и Ганс (6) на основании анализа большого материала (100 сфотографированных расщеплений) показали, что толкование некомпланарных вилок в смысле Фезера приводит к недопустимым (очень высоким) значениям для энергии нейтрона.

Вместе с этим число таких вилок ($1/3$ общего числа) не настолько велико, чтобы можно было считать невероятным предположение об участии в расщеплении рассеянных стенками камеры нейтронов.

Кислород, фтор и неон. Ядра этих трех элементов расщепляются по той же схеме, как и ядро азота; имеет место захват нейтрона и выбрасывание α -частицы.

Таким образом:



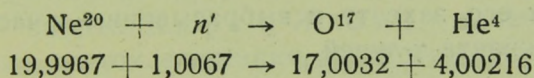
Энергетический баланс можно рассчитать только для последней реакции. В первой реакции неизвестно точное значение массы ядра C^{13} , во второй ядра N^{16} , последнее вообще неустойчиво и, как увидим ниже (см. главу об искусственной радиоактивности), излучая электрон, переходит в O^{16} . Для реакции (3) энергетический баланс отрицателен и реакцию вызывают, как указывают Мейтнер и Филипп (5), располагавшие шестью вилками расщепления, лишь быстрые нейтроны с энергией в $12-13 \cdot 10^6$ э.в. Расщепление фтора было установлено Хар-

кинсом, Гансом и Ньюсоном⁷⁾. Камера Вильсона наполнялась в этих опытах смесью газов, состоявшей из 70% гелия, и 30% дифтор-дихлор-метана. Было снято 3200 фотографий, на которых получилось 10 расщеплений. Энергетическая характеристика тех из них, которые допускали точный расчет, приведена в таблице 19.

Таблица 19

	Скорость падающего нейтрона	Энергия падающего нейтрона	Поглощенная в реакции энергия	
	V_n в см/сек · 10 ⁻⁹	W_n в 10 ⁶ э.-в.	ΔW в 10 ⁶ э.-в.	
1	2,6	3,5	1,9	$F^{19} + n^1 = N^{16} + He^4$
2	3,5	6,4	2,1	
3	4,3	8,4	3,9	

Уже упоминалось, что в случае расщепления неона можно рассчитать энергетическую сторону реакции. Энергетический баланс реакции оказывается отрицательным.



Необходим подвод энергии в $1,9 \cdot 10^6$ э.-в. Оказывается, как показали Харкинс, Ганс и Ньюсон⁸⁾, в реакции имеет место испускание γ -лучей, энергия которых дана в последнем столбце таблицы 20 (стр. 166) для четырех наиболее удачных вилок расщепления.

Изложенный выше материал о процессах неупругих столкновений нейтронов с ядрами был получен, как мы видели, с помощью камеры Вильсона, которая в данном случае открывает наиболее прямой путь исследования вопроса.

В последнее время Ферми⁹⁾ нашел другой метод исследования рассматриваемых процессов, основанный на изучении искусственной радиоактивности.

ТАБЛИЦА 20

$\text{Ne}^{20} + n^1 = \text{O}^{17} + \text{He}^4$				
Скорость нейтрона V_n до реакции в см/сек $\cdot 10^{-9}$	3,9	4,5	5,3	5,1
Энергия нейтрона W_n до расщепления в 10^6 э.-в.	7,8	10,6	14,5	13,4
Убыль энергии в реакции ΔW в 10^6 э.-в.	5,0	5,9	10,6	6,9
Энергия γ -лучей в 10^6 э.-в.	3,1	4,0	8,7	5,0

Это замечательное явление дало возможность установить неупругий характер столкновения нейтрона с ядрами 47 элементов, причем было показано, что даже самые тяжелые ядра (урана и тория) подвергаются расщеплению при столкновениях с нейтроном. Об этих исследованиях мы подробнее будем говорить ниже. Здесь же ограничимся указанием на то, что все превращения, которые испытывают ядра при столкновении с нейтронами, сводятся к его захвату и выбрасыванию α -частицы, протона или кванта γ -лучей.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ V

1. Lea. Nature **133**, 24, 1934.
2. Auger. C. R. **193**, 365, 1934.
3. Feather. Proc. Roy. Soc. **136**, 709, 1932.
4. Harkins, Hans and Newson. Phys. Rev. **41**, 362, 1933; **44**, 529, 1933.
5. Meitner und Philipp. ZS. f. Phys. **87**, 484, 1934.
6. Harkins and Hans. Nature **133**, 794, 1934.
7. Harkins, Hans, Newson. Phys. Rev. **44**, 945, 1933.
8. Harkins, Hans and Newson. Phys. Rev. **41**, 236, 1933.
9. Fermi. Nature **133**, 757, 1934; **133**, 893, 1934.

ГЛАВА VI

ИСКУССТВЕННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

Искусственная радиоактивность при α -облучении. В предыдущем мы уже встречались с такими случаями ядерных превращений, когда в результате реакции получалось ядро, неизвестное из масс-спектрографических исследований и, возможно, поэтому неустойчивое.

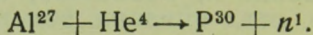
Резерфорд вскоре же после своих опытов над азотом ставил исследования, в которых пытался обнаружить радиоактивность продуктов реакции. Эти опыты не дали, однако, определенных результатов. Явления искусственной радиоактивности были открыты Кюри и Жолио¹⁾ в реакциях, идущих при α -обстреле с излучением нейтронов.

В этих опытах Кюри и Жолио в течение 10 минут подвергали листок алюминия обстрелу α -частицами полония и обнаружили, что алюминий после этого излучает частицы, дающие ионизацию. Оказалось, что это наведенное излучение экспоненциально спадает с периодом в 3,25 мин. Аналогичные результаты были получены с бором и магнием, но с другими периодами, соответственно равными 14 и 2,5 минутам.

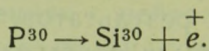
Интенсивность наведенного излучения, как показали опыты, вначале растет вместе с увеличением экспозиции и достигает затем насыщения. Начальная интенсивность приблизительно одинакова во всех случаях. Счетчик Гейгера-Мюллера, с которым производились наблюдения, давал около 150 импульсов в минуту при облучении мишеней препаратом полония в 60 милликюри. В этом же

исследовании Кюри и Жолио, наблюдая следы частиц в камере Вильсона, которая помещалась в магнитном поле, показали, что частицы, вылетающие после облучения алюминия и бора, являются позитронами. Таким образом, в этом замечательном исследовании было установлено в первый раз не только явление искусственной радиоактивности, но и доказано явление позитронного распада.

Механизм ядерных превращений, которые приводят к позитронному излучению для случая алюминия, был дан Кюри и Жолио в следующем виде:



Изотоп фосфора с массой в 30 радиоактивен и распадается с излучением позитрона:



Аналогичные реакции могут быть написаны для бора и магния. Радиоактивными изотопами здесь являются N^{13} и Si^{27} .

Кюри и Жолио²⁾ очень остроумными опытами удалось доказать правильность этих реакций, выделив чисто химическим путем новые элементы, которые были ими названы радио-азотом, радио-кремнием и радио-фосфором.

Нитрид бора (BN) подвергался обстрелу α -частицами; при нагревании BN с NaOH выделяется газообразный аммиак. Оказалось, что при этом препарат теряет активность, так как с обычным азотом уходит и радио-азот.

Еще более убедительны опыты с радио-фосфором. Пластина алюминия, которая подвергалась экспозиции перед α -источником, растворялась затем в соляной кислоте; препарат терял свою активность, но в газах, которые собирались в отдельную трубку, можно было об-

наружить наличие позитронного излучения. В процессе химической реакции здесь получался газообразный РН_3 .

Эти опыты являются первым химическим доказательством искусственного расщепления ядер.

Рассмотрим теперь данные относительно зависимости эффекта от энергии бомбардирующих α -частиц, а также относительно спектра скоростей, вылетающих из новых радиоэлементов положительных электронов. Кюри и Жолио установили, что

при уменьшении энергии α -частиц интенсивность наведенной радиоактивности также падает, но период распада остается тем же. Эффект исчезает, когда энергия α -лучей меньше 10^6 э.в. Эллис и Гендерсон³⁾ исследовали ту же зависимость; они пользовались в качестве источника α -частиц препаратом RaC' . Было показано, что начальная интенсивность позитронного излучения из алюминия уменьшается в 15 раз при изменении энергии α -частиц с $7 \cdot 10^6$ э.в. до $5 \cdot 10^6$ э.в. Наконец, Алиханов, Алиханьян и Желепов⁴⁾ произвели детальное обследование кривой возбуждения и получили при облучении бора и алюминия результаты, представленные на рис. 58а и б.

Заметим, что абсолютный выход во всех этих реакциях сейчас еще нельзя считать строго установленным, так как ряд автсров (Кюри и Жолио, Мейтнер и Филипп) дают для него значения, близкие к 10^{-6} , а

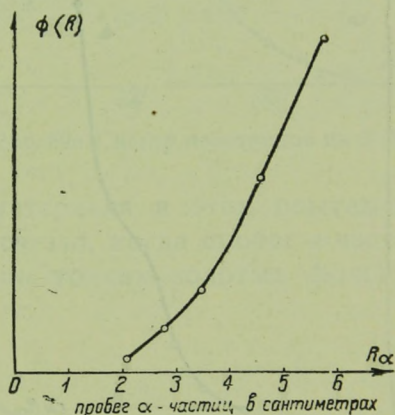


Рис. 58а. Выход при облучении α -частицами В.

Эллис, Гендерсон и Алиханов — близкие к 10^{-7} при облучении α -частицами полония.

Что касается энергии позитронов, то она была грубо определена еще Кюри и Жолио по поглощению излучения в меди. Главная часть излучения алюминия поглощается $0,88 \text{ г/см}^2$, а облученных бора и магния $0,26 \text{ г/см}^2$. Если для позитронов принять закон поглощения электронов, то для энергии частиц соответственно полу-

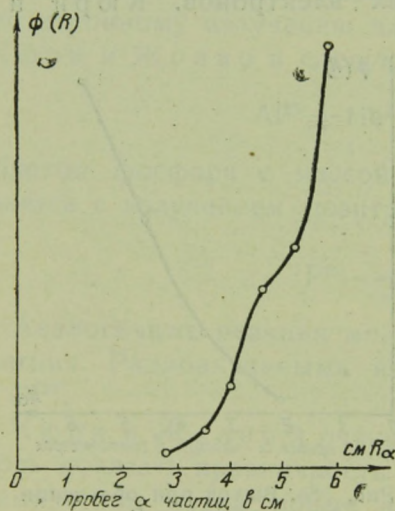


Рис. 58b. Выход при облучении α -частицами Al.

чаем $2,2 \cdot 10^6$ э.в. и $0,7 \cdot 10^6$ э.в. Как и в случае β -распада, спектр позитронов оказывается непрерывным. Последнее обстоятельство было подтверждено Эллисом и Гендерсоном, которые применяли магнитный анализ скоростей. Эти исследователи дают несколько большие энергии наиболее быстрых позитронов из облученного алюминия и указывают, что во всяком случае здесь есть позитроны с энергиями до $2,5 \cdot 10^6$ э.в.

Более строго вопрос о спектре позитронов из новых радиоактивных элементов был обследован Алихановым, Алиханьяном и Желеповым⁴⁾, которые анализировали спектр частиц при помощи магнитного поля и вели счет позитронов двумя счетчиками, работающими на совпадениях. Их результаты даны на рис. 59а и б.

Рассмотрим теперь другие случаи возбуждения искусственной радиоактивности при α -облучении.

В данный момент есть указания на образование радио-

фтора при облучении α -частицами азота. Эти опыты произведены Данизом и Зивом⁵⁾ в лаборатории Вертенштейна. Указанные исследователи заметили, что при бомбардировке различных веществ α -частицами с пробегом в 5 см наблюдается наведенное излучение, которое падает наполовину за 1,2 минуты. Это излучение наблюдалось во всех исследованных случаях, а именно с пластин платины, серебра, свинца, кальция и никеля. Никакого определенного влияния природы материала в этих опытах замечено не было. Эффект исчезал, когда пробег α -частиц уменьшался введением очень тонких золотых фольг с

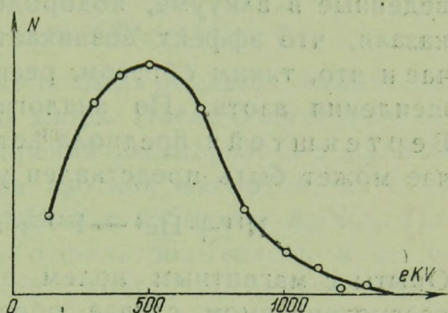


Рис. 59а. Спектр позитронов из RaN^{13} .

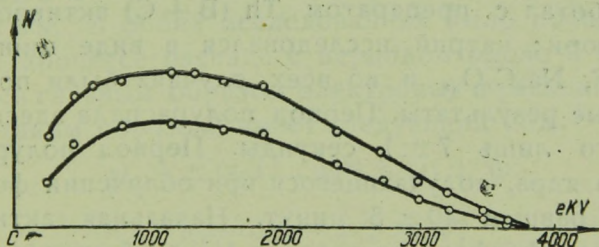
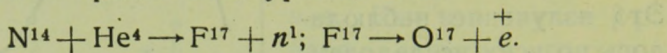


Рис. 59б. Спектр позитронов RaP^{31} при двух пробегах, бомбардирующих Al α -частицами.

эквивалентным пробегом всего в несколько миллиметров воздуха. В последующем были приняты меры к увеличению эффекта. Это достигалось уменьшением толщины стенок сосуда, содержащего радиоактивное вещество; обстрел мишени производился в этом случае α -частицами с пробегом 6,5 см, что дало в четыре раза большее число первоначальных отбросов в счетчике.

Было предположено, что эффект обусловлен наличием в мишени какого-то газа, облучение которого и вызывает образование нового радиоэлемента. Опыты, произведенные в вакууме, водороде, кислороде и азоте, показали, что эффект возникает только в последнем случае и что, таким образом, реакция идет в результате расщепления азота. По аналогии с другими элементами Вертенштейн предполагает, что процесс в этом случае может быть представлен уравнением:



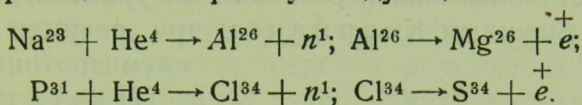
Опыты с магнитным полем показали, что излучение в рассматриваемом случае образовано потоком позитронов: оно нацело поглощается 0,5 г/см² свинца.

Искусственная радиоактивность была получена сверх указанных случаев еще при облучении натрия, фосфора и магния.

Первые два элемента были обследованы Фришем⁶⁾, который работал с препаратом Th (В + С) активностью в 1 милликюри; натрий исследовался в виде мишени из NaCl, NaF, Na₂C₂O₃, и во всех случаях были получены одинаковые результаты. Период полураспада здесь очень мал, всего лишь 7 ± 1 секунды. Период полураспада активного ядра, получающегося при облучении фосфора, оказался равным 40 ± 5 минут. Начальная активность облученного фосфора составляла $\frac{1}{6}$, а облученного натрия $\frac{1}{2}$ той, которая получается при тех же условиях опыта для алюминия.

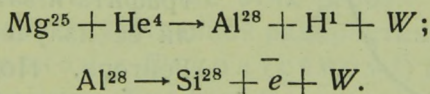
Природа излучаемых частиц была определена с помощью опытов в магнитном поле. Как облученный натрий, так и фосфор испускают, главным образом, положительные электроны. В случае натрия число возможных электронов не может быть больше 20% числа положительных. В случае фосфора результаты не столь определены, впрочем, и здесь можно утверждать, что число

электронов не больше 35% числа позитронов. Механизм ядерных реакций по Фришу следующий:

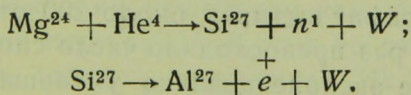


В последнем случае реакция была доказана химически, путем выделения активного хлора. После облучения фосфор сжигался, продукты горения растворялись в щелочи. Раствор далее подкислялся азотной кислотой, затем к нему прибавлялись следы NH_4Cl с избытком AgNO_3 . Получавшееся в осадке AgCl отфильтровывалось и высушивалось на фильтровальной бумаге; последняя содержала около 50% начальной активности, период полураспада осадка получался тем же, как и в исходном продукте.

Явление искусственной радиоактивности при обстреле α -частицами магния было одновременно обнаружено Кюри и Жолио и Алихановым, Алиханьяном и Желеповым. В обоих исследованиях было показано, что здесь в процессе распада с периодом около 3 минут получаются главным образом электроны, и реакция расщепления, таким образом, имеет следующий вид:



Позитронное излучение, которое также наблюдалось из облученной мишени, повидимому, обусловлено расщеплением другого изотопа магния.



Спектр электронов из магния, по данным Алиханова, Алиханьяна и Желепова, дан на рис. 60; на рис. 61

представлена кроме того кривая возбуждения, на которой отчетливо выявлен резонансный уровень, совпадающий с найденным Кларманом при реакции с излучением протона.

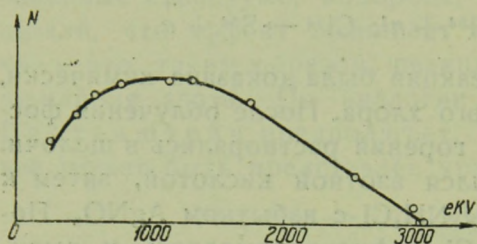


Рис. 60. Спектр электронов RaAl^{28} .

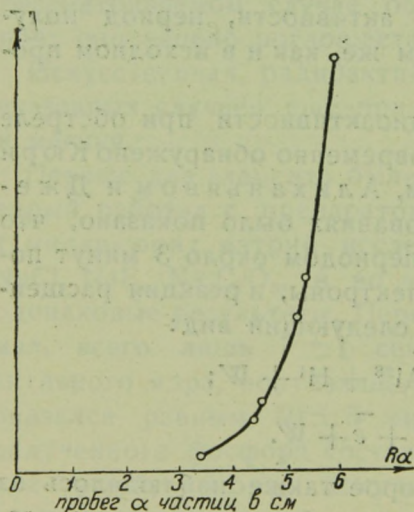


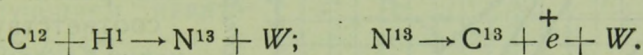
Рис. 61.

открыто, что графит вызывал около 200 отбросов в счетчике, что в 40 раз превосходило число спонтанных разрядов. Излучение экспоненциально уменьшалось со временем, период полураспада оказался равным 10,3 минуты. Грубый анализ излучения с помощью магнитного поля показал, что оно состоит из позитронов.

Искусственная радиоактивность, вызванная протонами и дейтонами. Работы Кюри и Жолио с искусственной радиоактивностью вызвали ряд исследова-

ний, в которых радиоатомы были получены при обстреле различных элементов протонами и дейтонами. Первая из этих работ принадлежит Кокрофту, Гильберту и Уолтону⁷⁾. Последние направляли протонный пучок на пластинку ачесоновского графита и затем исследовали ее излучение счетчиком Гейгера. После 15-минутной экспозиции пластинки в трубке с напряжением в $6 \cdot 10^5$ вольт при токе в $10 \cdot 10^{-6}$ ампер, было обнару-

К этому же заключению привели опыты с камерой Вильсона. Последняя помещалась в магнитное поле 2000 гауссов. Всего было снято 250 фотографий, на них было обнаружено 2 позитрона с энергией порядка $5 \cdot 10^5$ э.-в. Кроме того наблюдалось 48 путей комптоновских электронов с энергией от $5 \cdot 10^5$ э.-в. до 10^6 э.-в. Эти электроны были приписаны аннигиляционному излучению из стекла камеры. Все описанные наблюдения привели авторов к заключению, что при бомбардировке углерода протонами возникает тот же изотоп азота N^{13} , который был получен Кюри и Жолио при действии α -частиц на бор:



Различие между периодом распада, полученное в обоих случаях, английские исследователи приписали различному состоянию возбуждения ядра N^{13} .

Очень интересные исследования над искусственной радиоактивностью углерода и бора были произведены в дальнейшем Лауритсеном и его сотрудниками. В этих работах частично решен, частично же поставлен ряд весьма общих принципиальных вопросов. Мы дадим поэтому подробное изложение этих работ.

Первые опыты с искусственной радиоактивностью были произведены Крэнгом и Лауритсеном⁸⁾ с пучком дейтронов. Особенно заметный эффект был получен на углероде. Мишень подвергалась бомбардировке дейтронами с энергией в $9 \cdot 10^5$ э.-в. в течение 10—15 минут. Исследование наведенного излучения производилось двумя расположенными одна за другой камерами, причем эти камеры разделялись настолько толстой перегородкой, что во вторую из них могло проходить только γ -излучение. На рис. 62 представлены результаты измерения ионизационного тока во времени. Кривая I относится к первой, кривая II — ко второй камере. Как видим, в обеих камерах спадание

тока со временем одинаково, период распада равен 10,3 минутам в обоих случаях. Таким образом несомненно, что γ -излучение и ионизирующие частицы (в дальнейшем было показано, что это позитроны) связаны с одним и тем же процессом. Крэн и Лауритсен предположили, что γ -лучи получаются в результате аннигиляции позитронов, и произвели грубое определение коэффициента

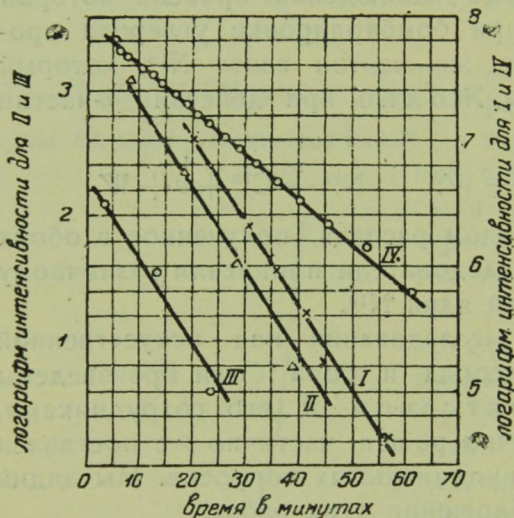


Рис. 62. I — позитроны из углерода. II — γ -лучи из углерода. III — γ -лучи из углерода после фильтрации через 7,1 мм свинца. IV — позитроны из бора.

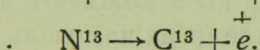
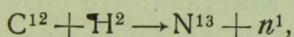
поглощения этого излучения в свинце. Оказалось, что коэффициент поглощения равен 1,58 см, соответствующий квант близок к энергии mc^2 покоящейся массы электрона. Помимо этого были найдены и другие доказательства того, что наблюдаемое излучение обусловлено аннигиляцией. Активированная пластинка угля располагалась над камерой так, что та поверхность, которая под-

вергалась обстрелу, была обращена в противоположную камере сторону. При таком расположении в камеру попадала, грубо говоря, только половина тех квантов, которые получались в результате аннигиляции. Остальные позитроны проходили большие пути в воздухе и аннигилировались далеко от камеры. Если однако накрыть уголь, все позитроны будут аннигилировать в непосредственной близости от камеры, и ионизация в камере уве-

личится. Опыт полностью подтвердил эти возможные заключения, как это видно из рис. 63.

Наконец, последнее доказательство аннигиляционного происхождения γ -излучения было получено при сравнении эффектов в первой и второй камерах. Это сравнение дало возможность вычислить общее число позитронов и γ -квант, вылетающих из активированной пластинки углерода. Оказалось, что число γ -квант в два раза больше числа позитронов, как это и требуется теорией Дирака для процесса аннигиляции с излучением кванта энергии mc^2 .

Механизм рассматриваемого распада может быть представлен формулой:



Мы видим, таким образом, что радиоэлементом здесь является

тот же изотоп азота N^{13} , который был получен Кюри и Жолио при бомбардировке бора α -частицами. Любопытно отметить, что еще в своей первой работе Кюри и Жолио указывали на возможное получение радиоазота из углерода, которое было реализовано в рассматриваемом исследовании Крэном и Лауритсеном

Здесь уместно напомнить, что выше мы установили другой процесс превращения C^{12} в C^{13} при бомбардировке первого из этих изотопов углерода дейтонами. Там было показано, что возможна реакция

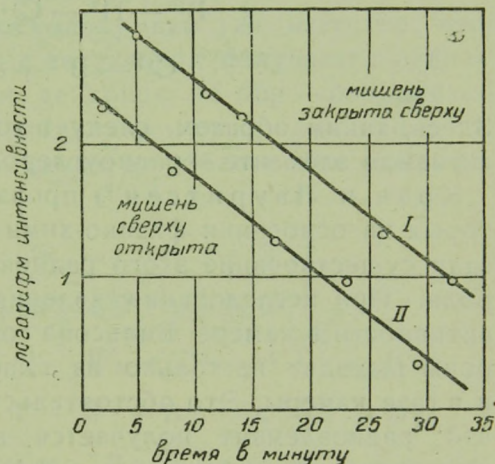
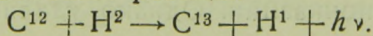
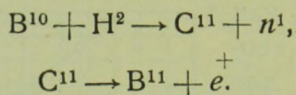


Рис. 63.

Вероятность этой реакции с излучением фотона и протона, как показали опыты, в десять раз больше реакции с излучением нейтрона.

При воздействии дейтонной бомбардировки искусственная радиоактивность была получена также из бора. Период распада здесь оказался равным 20 минутам. Соответствующая реакция по аналогии может быть представлена уравнением:

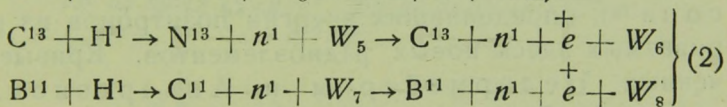
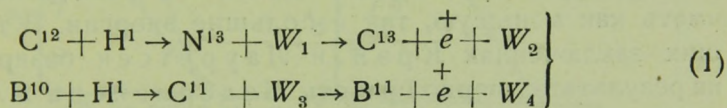


Здесь, таким образом, следует говорить о новом радиоактивном элементе — радиоуглероде.

Крэн и Лауритсен⁹⁾ произвели ряд опытов, в которых на основании физико-химических изысканий показали существование этого радиоактивного изотопа углерода. При исследовании явления искусственной радиоактивности в камере Вильсона они заметили, что позитроны выходят не только из пластины, но зарождаются и в газе камеры. Это обстоятельство навело их на мысль, что радиоэлемент получается внутри мишени в виде газа, который постепенно диффундирует из нее. Уже небольшой нагрев (до 200° С) приводил к полной потере активности. Крэн и Лауритсен предположили, что радиоуглерод, соединяясь с кислородом, из окиси бора образует СО и СО₂. Оба эти газа должны конденсироваться на поверхности, охлаждаемой жидким воздухом; на этом и был основан метод их выделения. Активированная пластина помещалась в бульбочку, через которую мог протягиваться воздух. Дальше этот воздух, пройдя через ловушку, попадал в ионизационную камеру. В ловушку наливался жидкий воздух, и после нагрева мишени через систему просасывался воздух. В камере не было никаких следов ионизации. Однако, удалив жидкий воздух

из ловушки, авторы заметили ток в камере, в которую теперь уже могли попадать радиоактивные газы.

Те же элементы, радиоазот и радиоуглерод, были получены Крэном и Лауритсеном⁹⁾ при протонной бомбардировке в первом случае мишени с углеродом, во втором — мишени с бором. Оказалось, что оба последние элемента дают под действием протонной бомбардировки искусственную радиоактивность, причем период распада получающихся радиоэлементов тот же, как и при дейтонной бомбардировке. Поскольку нам уже известно, что при воздействии дейтонов на углерод получается радиоазот, а при воздействии дейтонов на бор — радиоуглерод, можно для реакции этих, ядер с протонами написать два ряда уравнений, возможных для объяснения опытных данных:



Реакции первого рода по Лауритсену и Крэну являются маловероятными. Здесь исходное ядро захватывает частицу без выбрасывания другой, которая бы могла унести с собой избыток энергии. Иначе дело обстоит с реакциями (2), где нейтрон может, так сказать, выравнивать энергетический баланс ядра.

Эти последние реакции характеризуются, как не трудно убедиться, тем, что кинетическая энергия нейтрона и позитрона может возникнуть только за счет кинетической энергии бомбадирующего протона, так как суммы масс нейтрона и позитрона равны примерно массе протона. Это обстоятельство было использовано Лауритсеном и Крэном с целью проанализировать вопрос о приме-

нимости закона сохранения энергии к электронному распаду. Как известно, этот вопрос возник уже давно, когда было показано, что сплошной характер спектра β -распада не может быть связан с потерей энергии β -частицы во внешней оболочке атома и является первичным.

До сих пор еще не выяснены процессы, которые приводят к наличию сплошного спектра. Одна из точек зрения, высказанная Бором, которая, правда, в последнее время, встречает не особенно много сторонников, заключается в том, что закон сохранения энергии применим к ядру только статистически. Лауритсен и Крэн указывают, что при этом последнем предположении только средняя энергия вылетающих позитрона и нейтрона в реакции (2) будет равна кинетической энергии бомбардирующей частицы; отдельные позитроны могут иметь как меньшую, так и большие энергии. В дальнейших заключениях Крэн и Лауритсен базировались на результатах первой работы Недермейера и Андерсона¹⁰⁾, определивших энергии позитронов из рассматриваемых здесь новых радиоэлементов. Кривые, полученные Недермейером и Андерсоном, даны на рис. 64. Распределение позитронов по энергиям было получено измерением числа и кривизны путей в камере Вильсона, помещенной в магнитном поле в 800 гауссов. У исследователей были опасения, что радиоэлементы могут диффундировать в толщу пластинок, что привело бы к добавочному поглощению и сдвинуло бы весь спектр в сторону меньших скоростей. Контрольные опыты с тонкой мишенью показали, однако, что кривые получаются теми же, что и для толстой мишени, т. е. диффузия не искажает заметно этих результатов.

Недермейер и Андерсон показали, что вид спектра не меняется по мере распада радиоэлемента, т. е. вероятность распада одинакова для разных участков спектра. Если теперь иметь в виду, что энергия протонов у Лау-

ритсена и Крэна была около $9 \cdot 10^5$ э.-в., то, исходя из рассмотренных выше соображений, можно прийти к выводу, что закон сохранения энергии применим только

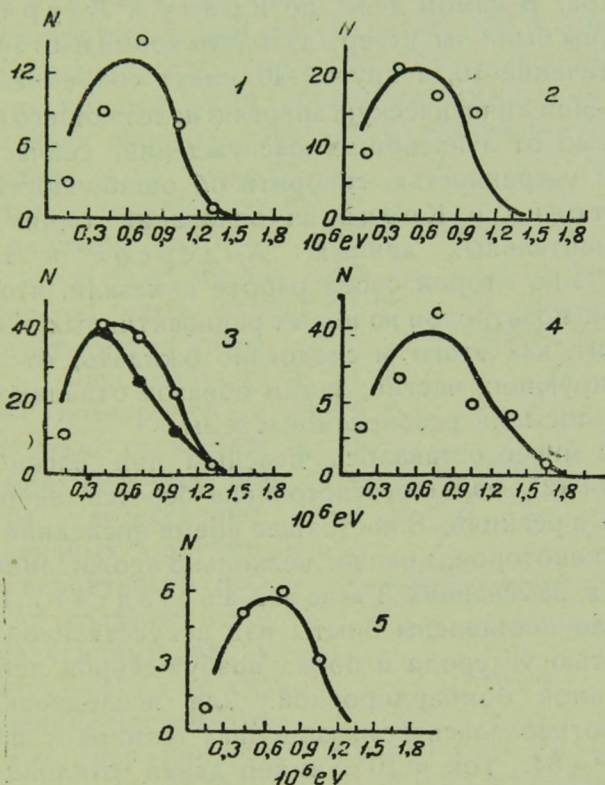


Рис. 64. 1—Ве после облучения дейтонами. 2—В после облучения дейтонами. 3 ● —тонкий слой парафина, облученный дейтонами. ○ —углерод, облученный дейтонами. 4—Al, облученный дейтонами. 5—С, облученный протонами.

статистически к электронному распаду, так как именно средняя, а не максимальная энергия позитронов оказывается равной $9 \cdot 10^5$ э.-в.

В схеме рассуждений Крэна и Лауритсена заключается однако никак не согласуемое с современной теорией ядра предположение о возможности длительного возбуждения ядра. В самом деле, по Крэну и Лауритсену, мы должны были бы утверждать, что новые изотопы могут один в течение 10, а другой 40 минут сохранять в виде возбуждения кинетическую энергию налетающего протона. Независимо от этих общих рассуждений, сейчас можно с полной уверенностью говорить об ошибочности схемы Лауритсена и Крэна на основании одних только экспериментальных данных. Андерсон и Недермейер ¹¹⁾ во второй своей работе показали, что спектр скоростей позитронов из новых радиоактивных элементов не зависит, как этого и следовало ожидать, от энергии бомбардирующих частиц; таким образом отпадают основные предпосылки разбираемой схемы.

Тем не менее оставалось неясным при рассмотрении уравнений (2), из какого источника берется энергия позитронов в реакции. В настоящее время последний вопрос получил некоторое, правда, несколько неожиданное, разрешение в изысканиях Тюве и Хавстадта ¹²⁾. Последними были поставлены опыты над искусственной радиоактивностью углерода и бора, возбужденной дейтонной и протонной бомбардировкой. Для исследования эффекта употреблялась ионизационная камера с плиотроном F—P—54. Ток в 10^{-16} ампер давал отклонение регистрирующей системы на 1 мм. При дейтонном облучении получался настолько большой эффект, что можно было работать лишь на $1/_{100}$ предельной чувствительности прибора. В той же схеме, когда аналогичные опыты производились с протонами, не было замечено никакой наведенной радиоактивности, хотя была использована максимальная чувствительность всей установки. Таким образом, можно утверждать, что если протоны и вызывают эффект, то он составляет лишь 0,01% эффекта от

дейтонов и, конечно, не мог быть замечен ни Кокрофтом и Уолтоном ⁷⁾, ни Крэном и Лауритсеном ⁹⁾.

Тюве и Хавстадт считают, что наблюдаемые эффекты от протонов вызваны загрязнением трубки тяжелым водородом, которое не могло быть экспериментально исключено предыдущими исследователями, так как они не применяли в опыте магнитного отсева бомбардирующих частиц.

Обратимся теперь еще раз к данным Андерсона и Недермейера. Они отмечают, что существует тесная связь между максимальной энергией позитронов и вероятностью расщепления. Верхняя граница β спектра естественно-радиоактивных элементов и вероятность расщепления связаны законом, аналогичным закону Гейгера — Нуттола; в отношении β -частиц этот

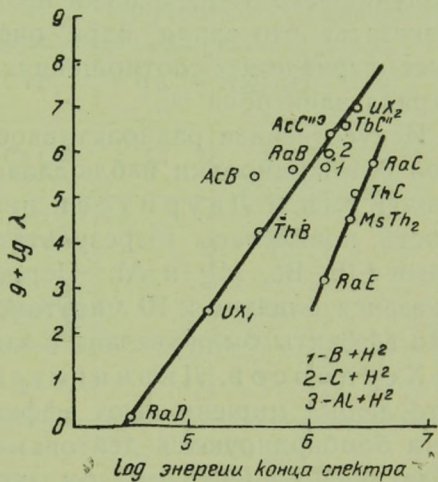


Рис. 65.

закон был сформулирован Саржендом ¹³⁾. На рис. 65 воспроизведены его результаты. Видно, что элементы разбиваются на две группы, в каждой из которых зависимость между $\lg \lambda$ (λ — период полураспада) и $\lg eV_m$ (eV_m — верхняя граница энергии электрона) оказывается линейной. Только AcB и K (не указанный на чертеже) представляют исключения из этого правила.

Андерсон и Недермейер показали, что новые радиоактивные элементы, полученные при дейтонном облучении, также укладываются в зависимость Сар-

жента. Этой же зависимости относительно хорошо удовлетворяют случаи облученного α -частицами бора, алюминия и магния (по данным Алиханова, Алиханьяна и Желепова).

Может казаться несколько странным на первый взгляд, что правило Сержанта может быть достаточно успешно экстраполировано на случай легких ядер и позитронного распада. Однако, применяя рассуждения Ферми, получившего теоретически правило Сержанта, можно показать, что заряд ядра очень мало сказывается на рассматриваемых соотношениях, точно так же, как и знак заряда электрона ¹³).

Искусственная радиоактивность под действием дейтонной бомбардировки наблюдалась и у других элементов. Так, Крэн и Лауритсен пишут, что заметная активность появлялась в результате бомбардировки дейтонами LiF, Be, Mg и Al. Период распада здесь однако оказался близким к 10 минутам, и, стало быть, возможно, что эффекты были связаны с загрязнением мишени бором.

Хендерсон, Ливингстон и Лоуренс ¹⁴) нашли, что любые мишени дают эффект после облучения, если они бомбардируются дейтонами с энергиями в $3 \cdot 10^6$ э.в. Для ряда мишеней ими был установлен период распада, указанный в таблице 21.

Искусственная радиоактивность при нейтронном облучении. Область явлений искусственной радиоактивности была очень расширена замечательным открытием Ферми ¹⁵), обнаружившим эти явления при обстреле ядер нейтронами. Это открытие дало путь к экспериментальному исследованию тяжелых ядер и за очень короткое время уже привело к ряду весьма существенных результатов.

Ферми исходил в этих исследованиях из следующих основных посылок: при обстреле заряженными частицами возможность получить новые радиоактивные эле-

менты ограничена только легкими ядрами. Можно рассчитывать на эти расщепления только для первых 10—15 элементов таблицы Менделеева. В том случае, если в качестве снарядов будут употребляться нейтроны, они смогут проникать даже в самые тяжелые ядра. Можно было надеяться, что значительно меньшее число нейтронов, которым мы можем располагать в данное время (если сопоставлять это число с числом заряженных частиц наших источников), будет в значительной степени скомпенсировано большей эффективностью нейтрона в смысле расщепления.

Т а б л и ц а 21

Мишень	Период полураспада в минутах	Мишень	Период полураспада в минутах
CaF_2	0,6	NH_4NO_3	2
CaCl_2	13	Al	3
B_2O_3	2	Mg	9
Na_3PO_4	2	Be	9
Li_2CO_3	2	C	12

Эти соображения оказались верными. Ферми удалось вызвать превращения и получить неустойчивые изотопы для очень большого числа ядер, включая и самые тяжелые — торий и уран. Во всех исследованных случаях облученная мишень давала электронное излучение; эффект в большинстве случаев поддается надежным измерениям, вызывая несколько сотен отбросов в счетчике в минуту при облучении мишени миллионом нейтронов в секунду.

Большинство полученных здесь данных явилось результатом экспериментальных исследований Ферми ¹⁶⁾ и его сотрудников. Но ряд деталей был выяснен и другими исследователями. Ниже мы дадим обзор экспериментального материала, причем везде, где не будут упомянуты

авторы изысканий, речь будет идти об итальянских авторах.

Методика опытов является в общем одной и той же во всех случаях. Мы ограничимся здесь поэтому только описанием условий опыта у Ферми, Амальди, Агостини, Разетти и Сегрэ. В их опытах нейтронный источник состоял из запаянной стеклянной трубки (6 мм в диаметре и 15 мм длиной), которая наполнялась порошком бериллия и эманацией до эквивалентных 800 милликюри. Этот источник, помимо нейтронов, давал значительное число квант γ -излучения. Специальными опытами было, однако, показано, что это излучение не вызывает заметного эффекта расщепления. Мишени в виде цилиндров оборачивались вокруг ампулки с эманацией насколько возможно тесным образом.

Излучение мишеней исследовалось с помощью счетчика, стенки которого были сделаны из алюминиевой фольги толщиной 0,1—0,2 мм. Природа излучения определялась анализом в магнитном поле по методу Тибо. Этот метод позволял даже в случае очень слабой активности определить природу частиц излучения. Во всех исследованных случаях облученная мишень излучала отрицательные электроны. Однако в некоторых случаях были наблюдаемы и положительные электроны, число которых, правда, не превышало 15%, общего числа. Рассмотрим теперь полученные экспериментальные результаты.

Водород. Не дает эффекта.

Литий. Этот элемент также неактивен.

Бериллий. Оказывается очень слабо активным после облучения. Возможно, что эффект вызван загрязнениями.

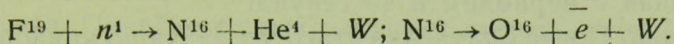
Бор. То же, что и бериллий.

Углерод, азот, кислород. Оказываются неактивными.

Фтор. Этот элемент облучался в виде CaF_2 и ока-

зался очень активным. Так как кальций сам по себе неактивен, то эффект обусловлен фтором.

Активность падает наполовину в течение 9 секунд. Можно думать, что радиоэлемент, который образуется в данном случае, является изотопом азота N^{16} . Таким образом, реакция должна быть написана в виде:



Это уравнение было предложено и обосновано И. Курчатовым, Щепкиным и Вибем¹⁷⁾, проанализировавшим энергетические соотношения рассматриваемого превращения.

Харкинс, Ньюсон и Ганс¹⁸⁾, исследуя процесс соударения нейтронов с ядрами фтора, в камере Вильсона на 3200 полученных снимках нашли 6 расщеплений фтора с вылетом α -частиц. Анализ вилок показал (см. стр. 65), что для расщепления фтора всегда необходима дополнительная энергия, правда, различная в разных случаях. Можно использовать эти данные для вычисления массы N^{16} , если допустить, что минимальная дополнительная энергия наблюдаемая Харкинсом, Гансом и Ньюсоном, отвечает случаю, когда при расщеплении нет γ -излучения. Для массы N^{16} получается, таким образом, значение $16,0002 \pm 0,002$. В том случае, если бы все указанные соотношения были правильными, энергия электронов из N^{16} должна была бы достигать $5-6 \cdot 10^6$ э.-в. И. Курчатов, Щепкин и Вибем показали, что энергия электронов из облученного фтора действительно достигает очень больших значений, как это видно из кривой поглощения излучения в меди (рис. 66).

Бьерж и Весткот¹⁹⁾ показали, что при облучении фтора получается еще один радиоэлемент с периодом полураспада в 40 секунд. Механизм превращения не может быть определенно указан в этом случае. Можно только считать исключенной возможность объяснять этот

период реакциями с другими изотопами, так как у фтора известен только один изотоп. Представляется также маловероятным, что в данном случае мы имеем дело с последовательными превращениями, так как в результате распада первой группы получается устойчивый элемент.

Натрий. Здесь была установлена большая активность, падающая с периодом в 40 секунд.

Магний. После облучения этого элемента по кривой спада можно установить два периода: один в 40 минут,

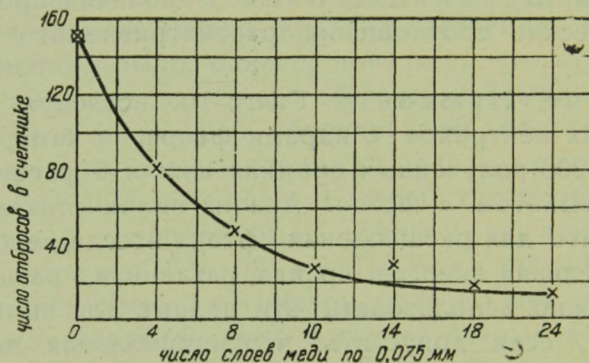
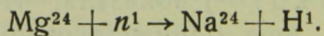


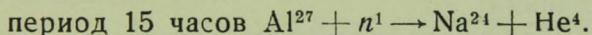
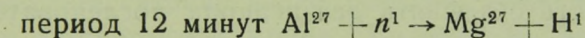
Рис. 66.

другой в 15 часов. Активный элемент с периодом в 15 часов был выделен химически. Облученный магний растворялся, к раствору прибавлялось небольшое количество солей натрия. Затем магний осаждался в виде фосфата; осадок оказывался неактивным, а натрий, который оставался в растворе, сохранял всю активность исходного продукта. Таким образом реакция расщепления может быть написана следующим образом:



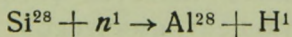
Алюминий. Этот элемент дает очень большую активность после облучения нейтронами. По кривой спада можно судить о двух периодах в 12 минут и 15 часов.

Активный элемент с длинным периодом был химически выделен путем следующих реакций. Облученный алюминий растворялся. К раствору прибавлялись небольшие количества натрия и магния. Алюминий и магний осаждались в виде гидроокиси и фосфата и оказались неактивными. Раствор же, содержащий натрий, выпаривался, и в осадке сохранялась вся активность исходного продукта. Природа радиоэлемента с периодом в 12 минут была установлена Б. Курчатовым, И. Курчатовым, Щепкиным и Вибе²⁰). Облученный алюминий растворялся, к раствору примешивалось небольшое количество солей магния и натрия. Далее магний высаживался избытком щелочи в виде гидроокиси. Последняя быстро отфильтровывалась и испытывалась на активность. Обычно в осадке оставалось до 50% всей активности, причем период полураспада осадка был равен 12 минутам. Таким образом, в случае алюминия реакция расщепления разветвляется и может быть представлена уравнениями:



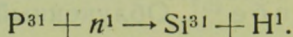
Кремний. Этот элемент дает очень большую активность после облучения с периодом около 3 минут.

Химическое выделение активного элемента было произведено следующим путем: из раствора кремния в смеси с фотористо-водородной и серной кислотами после прибавления небольших количеств алюминия и магния кремний удалялся в воде SiF_4 . Из раствора затем высаживался алюминий, осадок оказывался активным. Следовательно

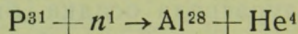


Фосфор. Этот элемент дает очень большую активность с двумя периодами полураспада, в 3 минуты и 3 часа. Активный элемент с периодом полураспада

в 3 часа был химически выделен. С этой целью фосфор облучался в виде концентрированного раствора фосфорной кислоты. Раствор после этого разбавлялся водой, к нему прибавлялись серная кислота и небольшое количество силиката натрия. Раствор выпаривался досуха, кремний переходил при этом в нерастворимое состояние, осадок опять растворялся в воде и отфильтровывался. Было показано, что активность обусловлена кремнием. Ядерная реакция таким образом будет

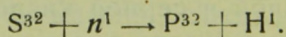


Активный продукт с периодом в 3 минуты не был химически выделен, но из сопоставления этого периода с тем, который получается при облучении кремния, можно думать, что этот элемент является Al^{28}



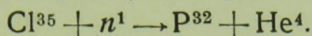
И. Курчатовым, Мысовским, Щепкиным и Вибе²¹⁾ было показано, что в данном случае исключена возможность объяснять два периода последовательными превращениями.

Сера. Сера дает большую активность, падающую с периодом около 13 дней. Химическое выделение показало, что активным элементом является фосфор, и таким образом реакция может быть представлена уравнением



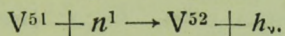
Хлор. Полупериод распада β -активного элемента в этом случае тот же, как и в случае серы. Активным элементом здесь также является фосфор, что было показано путем следующей химической реакции: облученный хлористый аммоний растворялся в разбавленной азотной кислоте. К раствору прибавляли фосфорнокислого натрия, и далее фосфор охлаждался в виде фосфо-

молибдата. Таким образом, ядерная реакция, которая приводит здесь к образованию радиофосфора, будет:



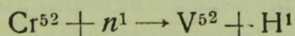
Кальций и титан оказались неактивными.

Ванадий. Этот элемент показывает среднюю активность. Полупериод распада оказывается приблизительно равным 4 минутам и в пределах экспериментальных ошибок совпадает с наблюдаемым при облучении хрома и марганца. В обоих последних случаях было химическим путем показано, что активным элементом является изотоп ванадия. Это заставляет нас думать, что этот же изотоп получается и при облучении ванадия:



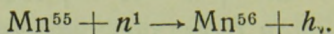
Хром. Металлический хром дает большую активность с периодом полураспада приблизительно в 4 минуты.

Определение природы активного элемента было здесь проведено следующим путем: облученный $(\text{NH}_4)_2\text{CrO}_4$ растворялся, и к раствору прибавлялось некоторое количество ванадата натрия, далее ванадий осаждался прибавлением хлористого аммония. Активность была найдена в осадке. Для того, чтобы выяснить, не обусловлена ли эта активность изотопом титана, к раствору прибавлялись также титановые соли, и последний осаждался гидролизом. Осадок оказался в этом случае неактивным, следовательно, ядерная реакция может быть представлена уравнением:

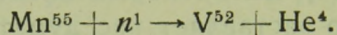


Марганец. Облучалась перекись марганца; по кривой спада активности можно было обнаружить два периода распада. Первый в 4 минуты, второй в $2\frac{1}{2}$ часа. Активный элемент с большим периодом не может быть приписан хрому и ванадию, которые осаждались в виде хромовых и ванадиевых солей свинца. Можно поэтому думать, что здесь получается изотоп марганца Mn^{56} . Это

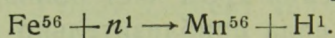
кажется тем более вероятным, что такой же период полураспада получается при облучении железа и кобальта



Что же касается активного элемента с полупериодом распада в 4 минуты, то химически было показано, что он является изотопом ванадия. В опыте был получен активный осадок ванадата свинца из облученного нейтронами марганца. Вероятна, поэтому, следующая ядерная реакция:

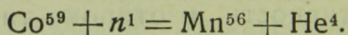


Железо. Этот элемент дает интенсивное излучение с полупериодом распада в $2\frac{1}{2}$ часа. Было показано, что активность обусловлена изотопом марганца



Облученное железо растворялось в азотной кислоте, к раствору прибавлялось небольшое количество растворимых марганцовых солей, вслед затем марганец ссаждался в виде MnO_2 прибавлением NaClO_3 .

Кобальт. Период полураспада кобальта оказался таким же, как и при облучении железа. Таким образом



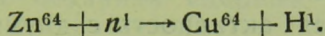
Мы видим, что изотоп Mn^{56} можно получить из кобальта, железа и марганца.

Никкель. Этот элемент оказался неактивным.

Медь. После облучения нейтронами медь дает небольшую активность, падающую с периодом полураспада около 6 минут. Сопоставление этого периода с тем, который получается при облучении цинка, заставляет предполагать, что активным элементом является изотоп меди.

Цинк. Этот элемент после облучения дает малую активность с двумя полупериодами распада. Первый из них равен 6 минутам, второй значительно больше, но

точно не мог быть измерен. Активный элемент с периодом в 6 минут был выделен химически. Облученный металл растворялся. К раствору прибавлялось некоторое количество меди и никкеля, и далее медь выделялась или в виде сульфида, или же электрохимически на цинковой пластинке. Осадок в обоих случаях оказывался активным. Таким образом:

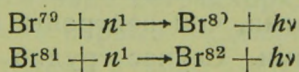


Галлий. В этом случае наблюдается очень небольшая активность с периодом полураспада около 30 минут.

Мышьяк. Мышьяк дает очень большой эффект с периодом полураспада около 1 дня. Была сделана попытка выделить активный элемент путем прибавления галлия и германия и высаживания первого в виде ферроцианида, второго в виде сульфида. В то время как осаждение галлия было полным, в случае германия нельзя быть уверенным, что этот элемент мог быть надежно выделен. В обоих случаях выделенное вещество оказалось неактивным, но постольку, поскольку реакция с германием дала неопределенные результаты, здесь нельзя делать никаких окончательных выводов.

Селен. Селен дает слабую активность с полупериодом распада в 35 минут.

Бром. Этот элемент активировался в виде NH_4Br . По кривой спадания можно было обнаружить два периода: один в 30 минут, другой в 6 часов. Для выделения активных элементов к раствору прибавлялись соли мышьяка и селена, которые выделялись — первый в форме сульфида, второй электрохимически. В обоих случаях осадки оказались неактивными. Таким образом можно написать:



Для контроля были проделаны опыты с выделением брома химическим путем. После растворения NH_4Br

к раствору прибавлялись соли мышьяка и селена, и бром осаждался в виде AgBr , осадок содержал всю активность препарата.

Рубидий. Была наблюдена очень слабая активность с периодом полураспада около 20 минут.

Стронций, итрий и циркон оказались неактивными.

Молибден. После облучения этого элемента была обнаружена слабая активность с двумя периодами распада: одним около 15 минут, вторым — большим одного дня.

Рутений. Оказался неактивным.

Родий. Этот металл дает большой эффект с двумя периодами распада: одним около 50 секунд, другим около 5 минут.

Палладий. Палладий дает умеренную активность с периодом около 6 часов.

Серебро. Дает очень интенсивный эффект с двумя периодами распада: в 20 секунд и приблизительно в 2 минуты. Этот результат был подтвержден Ливингстоном, Хендерсоном и Лоуренсом²²). Интересно отметить, что интенсивность эффекта у Лоуренса для серебра получается значительно большей, чем, например, для кремния, который в его исследованиях давал очень умеренную активность. Между тем у Ферми кремний дает максимальный эффект, и за ним уже следуют значительно меньшие эффекты в серебре и других элементах. Надо думать, что это обращение порядка в ряду материалов обусловлено различными энергиями нейтронов в обоих случаях. Американские исследователи проводили свои опыты с нейтронами, выбиваемыми из бериллия дейтонами. Эти нейтроны по всем имеющимся теперь данным имеют меньшие энергии, чем нейтроны из бериллия, облучаемого α -частицами. Сейчас трудно ближе анализировать этот вопрос, так как энергетические соотношения в реакциях не могут быть рассчитаны в большинстве

случаев сколько-нибудь надежным образом. Между прочим, любопытно отметить, что в распоряжении Ливингстона, Лоуренса и Хендерсона оказался более мощный источник нейтронов, чем у Ферми, несмотря даже на то, что ими было использовано лишь 30% общего излучения.

В случае серебра механизм ядерных реакций еще не установлен.

Кадмий. Дает очень слабую активность с периодом полураспада немного большим одного часа. *Олово* и *сурьма* оказываются неактивными.

Теллур. Дает очень слабую активность с периодом около 30 минут.

Иод. При облучении иода получается большая активность, падающая с периодом полураспада около 30 минут. Реакции, аналогичные тем, которые проводились в случае брома, делают очень вероятными предположение о том, что активным элементом является изотоп иода.

Цезий, барий, лантан и церий не дали заметной активности.

Празеодим. Этот элемент дает очень слабую активность с периодом полураспада около 5 минут.

Неодим и *самарий* оказываются очень слабоактивными с периодами полураспада, соответственно равными часу и 40 минутам.

Тантал, вольфрам, рений и осмий оказались неактивными.

Иридий. Этот элемент дал большую активность, падающую с периодом полураспада около 20 часов. Для того, чтобы установить химическую природу активности, иридий облучался в виде тетрахлорида. После прибавления осмия и рения первый выделялся путем дистилляции OS_3O_4 , а последний в виде сульфида. В обоих случаях осадки были неактивными, и таким образом в реакции получается изотоп иридия.

Платина. Дает очень слабую активность с малым периодом.

Золото. Этот элемент оказывается очень активным с периодом полураспада около 2 дней. Была сделана попытка выделить активный элемент, растворяя облученное золото в царской водке, прибавляя платину и иридий и осаждая эти элементы соответственно в виде хлоро-платината и хлоро-иридата. В обоих случаях осадки оказались неактивными, так что можно думать, что и здесь образуется в результате ядерной реакции неустойчивый изотоп золота.

Активность сохранялась и после того, когда к золоту прибавлялась ртуть и затем выпаривалась.

Ртуть, таллий, свинец и висмут оказались неактивными.

Торий. Дает большую активность, по крайней мере с двумя периодами в 1 и 15 минут.

Уран. После облучения обнаруживает большую активность с рядом периодов в 10, 40 секунд, 13 минут и $1\frac{1}{2}$ часа. Ферми и его сотрудники предприняли ряд опытов с целью выяснить природу получающегося здесь радиоактивного ядра. Пока эксперименты были ограничены исследованием природы активного ядра с полупериодом распада в 13 минут.

Доказательство того, что этот радиоактивный элемент не является изотопом урана, было получено путем следующих химических реакций. Облученный раствор азотно-кислого урана разводился 50%-ной азотной кислотой, и после прибавления большого количества соли марганца последний осаждался с помощью NaClO_3 в виде MnO_2 из кипящего раствора. Полученный осадок содержал значительную долю активности исходного продукта, и таким образом ясно, что захваченный в осадок активный элемент не является изотопом урана, поскольку осаждение производилось из раствора, содержащего большое

количество атомов этого элемента. Для того чтобы проверить, не является ли рассматриваемый активный элемент изотопом тория (атомный номер 90) или протактиния (атомный номер 91), была много раз проведена та же реакция осаждения перекиси марганца из облученного раствора урановой соли в присутствии $UX_1 + UX_2$, с соответствующими атомными номерами 90 и 91. Эти радиоактивные соли прибавлялись в количестве, дававшем около 2000 импульсов в минуту. После осаждения перекиси марганца осадок обладал активностью, характеризующей только неизвестный радиоэлемент с периодом полураспада в 13 минут. В осадке не было никаких следов активности $UX_1 + UX_2$, хотя реакция занимала всего лишь 2 минуты, и за это время прибавленные вещества с периодами UX_1 в 26 дней и UX_2 в 79 секунд должны были бы дать по крайней мере несколько сотен добавочных импульсов.

Аналогичными реакциями с прибавлением мезотория I и II было показано, что неизвестный радиоэлемент не является изотопом радия (88) и актиния (89); и в этих случаях осадок оказывался активным только за счет неизвестного радиоэлемента.

По ходу проделанных реакций ясно, что рассматриваемый активный элемент не может быть изотопом экацерия (87) или эманации (86).

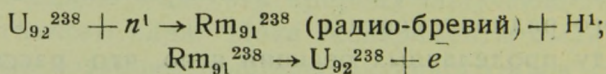
Наконец, было выяснено, что наблюдаемая активность не может быть также приписана изотопам свинца (82) и висмута (83), так как контрольные опыты показали, что перекись марганца не захватывает при осаждении этих элементов.

Описанные отрицательные результаты делают возможным предположение, что атомный номер искомого элемента, больше чем 92. Если бы после облучения получался 93-й элемент, химически он должен быть аналогичен марганцу и рению. Это предположение до некоторой сте-

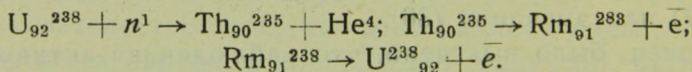
пени подтверждается тем фактом, что 13-минутная активность попадает в осадок при осаждении сульфида рения из солянокислого раствора. Впрочем, эта реакция не характерна, так как она имеет место для многих элементов.

Гросс и Агрус²³⁾ на основании своих исследований химических свойств протоактиния (91) оспаривают вышеприведенное предположение Ферми. Они показали, что протоактиний осаждается количественно перекисью марганца из кислого раствора уранил-нитрата при прибавлении NaClO_3 . С другой стороны, они утверждают, что 93-й элемент (экарений) не мог бы выпасть вместе с перекисью марганца, из-за того, что уже рений, как показали авторы, остается целиком в растворе при упомянутой реакции. Экарений, а также и возможный 94-й элемент — экаосмий должны в этих условиях давать устойчивые растворимые кислоты.

В результате всего этого Гросс и Агрус приходят к заключению, что активным элементом при облучении урана является изотоп 91-го элемента, возникающий в результате одной из следующих реакций:



или



Таким образом, хотя возможность образования 93-го элемента рассматриваемым путем и является сомнительной, все же исследования урана представляют очень большой интерес и несомненно в дальнейшем приведут к ряду существенных результатов.

Разберем теперь с теоретической точки зрения все процессы, которые имеют место при нейтронном облучении. При настоящем положении ядерной теории наши

рассуждения могут иметь лишь весьма общий характер. Обобщая экспериментальные результаты, мы можем сказать следующее:

1. Большое число элементов могло быть расщеплено нейтронами, причем нельзя было обнаружить особого различия между легкими и тяжелыми элементами.

2. Активный элемент получается или в виде изотопа исходного элемента, или же с атомным номером, на одну или две единицы меньшим. В этом отношении существует некоторое различие между легкими и тяжелыми элементами. При расщеплении легких элементов активный продукт обычно получается с меньшим Z в то время когда в пяти исследованных случаях тяжелых нерадиоактивных элементов активный продукт всегда есть изотоп облучаемого элемента.

3. Излучаемые неустойчивыми изотопами электроны всегда имеют отрицательный заряд.

Кажется, что нет никаких особых затруднений при объяснении общего механизма процессов в случае легких элементов. Здесь обычно имеет место захват нейтрона, который непосредственно за этим сопровождается вылетом α -частицы или протона. В том случае, когда излученная α -частица или протон имеют энергию в несколько миллионов вольт, в согласии с теорией Гамова, время, необходимое для процесса излучения, очень мало, и поэтому не удивительно, что он заканчивается раньше, чем нейтрон успеет покинуть ядро. Вслед за этим процессом (который может потребовать промежутка времени порядка 10^{-21} секунд) ядро испытывает превращение, причем это новое ядро будет иметь атомный вес большим, чем тот, который бы соответствовал заряду ядра. Не трудно убедиться в этом, если иметь в виду, что после процесса поглощения нейтрона и излучения α -частицы или протона отношение между числом нейтронов и протонов внутри ядра будет больше. Нужно думать, в со-

ответствии с представлениями Гейзенберга, что именно в результате этого из неустойчивых изотопов при процессе Ферми обычно излучаются электроны с отрицательным знаком. Этот процесс излучения восстанавливает правильное соотношение в числе нейтронов и протонов, что и приводит к образованию устойчивого изотопа.

По мере возрастания атомного веса облучаемого элемента возрастает потенциальный барьер около ядра, и излучение тяжелых положительно заряженных частиц является маловероятным процессом; мы в действительности не наблюдаем реакций с излучением этих частиц во всех исследованных до сих пор случаях.

Теоретическая интерпретация встречается с большими трудностями при объяснении образования активных изотопов облучаемого элемента. Наиболее простая гипотеза состояла бы в предположении о захвате ядром нейтрона и образовании изотопа с атомным весом, на единицу большим веса исходного ядра. Такого рода гипотеза, вообще говоря, находится в согласии с опытом, где неустойчивый изотоп излучает обычно отрицательные электроны, но, однако, самый процесс захвата нейтрона ядром встречается с серьезными затруднениями. Вообще говоря, нейтрон взаимодействует с ядром лишь на расстоянии порядка 10^{-12} см. Таким образом, ясно, что нейтрон с энергией в несколько миллионов вольт может оставаться в ядре (иными словами, испытывать сильное взаимодействие с составляющими ядро частицами только в течение промежутка времени порядка 10^{-21} секунды). Если нейтрон должен быть захвачен ядром в течение этого времени, ядро должно отдать избыток энергии, хотя бы в виде γ -излучения. Если мы однако примем во внимание последний процесс, то придем к слишком малым значениям для вероятности реакции захвата. Для того чтобы согласовать факты с гипотезой

захвата, нам нужно допустить, что вероятность излучения γ -кванта (или эквивалентного процесса, например, образования электронно-позитронной пары) должна быть значительно больше, чем мы обычно предполагаем. Можно также пойти иным путем для выхода из затруднения и утверждать, что по некоторым неизвестным нам сейчас причинам ядро может в течение по крайней мере 10^{-16} секунды находиться в состоянии более высокой энергии, без испускания нейтрона.*

Образование изотопа бомбардируемого элемента может иметь место и без захвата нейтрона, а быть вызвано вырыванием другого нейтрона из ядра. Такой процесс мы могли бы описать следующим образом: налетающий нейтрон теряет часть своей энергии, возбуждая ядро как бы не упругим ударом. Можно легко теоретически обосновать, что такого рода процессы будут очень частыми при столкновениях между ядром и нейтронами. Если энергия возбуждения достаточно велика, нейтрон будет излучен раньше, чем ядро потеряет энергию в виде излучения γ -кванта. Само собой понятно, что при таком процессе активный элемент будет иметь атомный вес на единицу меньше, чем исходный. Возражение, которое может быть приведено против этой гипотезы, сводится к тому, что активный элемент здесь должен был бы излучать позитроны, а не электроны, так как число внутриядерных

* В связи с последними опытами Ферми, опубликованными в октябре 1934 года, где исследовались процессы искусственной радиоактивности при воздействии очень медленных нейтронов, весь вопрос выглядит теперь иначе. Ферми показал, что для нейтронов с тепловыми скоростями, которые получаются после рассеяния водородом быстрых нейтронов от обычных источников, вероятность прилипания нейтрона возрастает в сотни раз; радиус столкновения нейтрона и ядра здесь может достигать значения в 10^{-11} см.

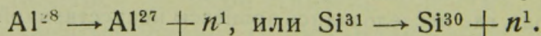
Есть основания думать, что в случае обычных источников нейтронов в реакциях захвата без излучения тяжелых частиц эффективен лишь участок спектра с малыми энергиями,

нейтронов будет падать, а не возрастать в этом случае. Это общее соображение, однако, не является чем-то противоречащим до сих пор исследованным случаям, так как здесь всегда существуют устойчивые изотопы как со стороны больших, так и меньших атомных номеров, и поэтому а priori возможны процессы как электронного, так и позитронного излучения.

Разделение между двумя гипотезами образования активного изотопа облучаемого ядра представляет весьма большой интерес и по всей вероятности в скором времени будет реализовано в эксперименте.

В заключение остановимся еще на одном очень интересном явлении, открытом Кюри, Жолио и Прейсверком, в исследованиях над возбужденной нейтронами искусственной радиоактивности.

Помещая облученный нейтронами фосфор перед окном ионизационной камеры, закрытой парафином, они обнаружили увеличение числа отбросов в ней, которое было приписано вылетающим из мишени нейтронам. Число отбросов в камере в отсутствии мишени было 656, при наличии мишени за тот же промежуток времени — 760. Перевес в числе отбросов таким образом в 3,4 раза превышает статистическую ошибку, на основании чего авторы считают несомненным наличие нейтронного излучения в рассматриваемом случае. Оно возникает, по их мнению, в результате одной из следующих реакций:



Помимо наблюдений с ионизационной камерой, указания на нейтронное излучение были получены в камере Вильсона, где наблюдались короткие следы атомов отдачи. Заметим здесь, что в последнем случае было показано также существование позитронного излучения с энергией $1,1 \cdot 10^6$ э.в., которое, по мнению исследователей, возникает в результате процесса материализации прото-

нов, сопровождающих рассматриваемую ядерную реакцию.

В данный момент нельзя быть уверенным в реальности рассматриваемых Кюри, Жолио и Прейсверком процессов нейтронной радиоактивности. Экспериментальный материал еще слишком недостаточен для окончательного суждения.

Кроме этого следует отметить, что предполагаемые реакции представляются маловероятными из общих соображений.

Так, Гольдхабер отметил, что согласно уравнению Жолио мы должны допустить возможность для ядерного нейтрона находиться в течение длительного промежутка времени в состоянии положительной энергии. Это кажется мало вероятным, так как для нейтрона нет потенциального барьера. Гольдхабер таким образом приходит к заключению, что нейтроны могут вылетать из ядра только непосредственно вслед за каким-нибудь другим процессом. Для данного случая им были указаны две возможности:

1. В радиоактивном ядре могут быть заняты все уровни отрицательной энергии протонов, и один из них, следовательно, будет находиться в состоянии положительной энергии. Этот протон может перейти через барьер или перейти в нейтрон с излучением позитрона, нейтрон окажется в состоянии положительной энергии и должен или сейчас же покинуть ядро, или же, упав вниз, излучить γ -квант.

2. Радиоактивное ядро содержит два слабо связанных нейтрона. Один из нейтронов n^1 излучает отрицательный электрон и, переходя таким образом в протон, может оказаться на уровне положительной энергии. Этот протон далее должен упасть вниз с излучением γ -кванта. Его энергия может быть, однако, передана второму нейтрону который тогда будет излучен ядром.

Мы видим, что процессы, в результате которых, возможно, получаются нейтроны, являются сейчас еще мало выясненным и здесь трудно делать те или иные заключения.

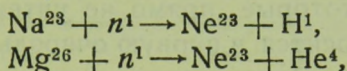
Явления искусственной радиоактивности и структуры ядра. Анализ полученных в эффекте Ферми характеристик приводит к ряду заключений (Курчатов ²⁶), к рассмотрению которых мы сейчас перейдем. Уже упоминалось о теории строения ядра, данной Гейзенбергом ²⁸). Принимая обменное взаимодействие между нейтроном и протоном и учитывая кулоновские силы отталкивания между протонами, Гейзенберг указал, область существования устойчивых ядер. В диаграмме $\frac{n^1}{n_2}$ в функции от n_2 , где n^1 и n_2 — соответственно числа нейтронов и протонов в ядре, граница этой области по отношению к β -распаду представляется монотонно возрастающей вместе с n_2 кривой. Это возрастание обусловлено тем, что при увеличении заряда ядра кулоновские силы приобретают большое значение, и для уравнивания их с обменными силами необходимо относительно большее число нейтронов в ядре.

Эта кривая в общем правильно обрисовывает границу, но, как увидим сейчас, детали, и весьма существенные, остаются вне объяснения.

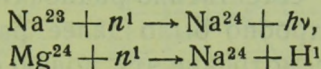
На рис. 67 дано отношение $\frac{n^1}{n_2}$ в зависимости от n_2 для ряда легких элементов, вплоть до фосфора. Точки представляют устойчивые элементы кружками, нанесены радиоактивные элементы, образование которых в эффекте Ферми можно считать в настоящий момент определенно установленным. Это или химически выделенные элементы, или определенные независимым путем на основании ряда сопоставлений.

Крестами обозначены элементы, образование которых весьма вероятно, хотя и непосредственно не доказано.

Сюда относятся Ne^{23} , O^{19} и F^{20} . Ферми, Амальди, Агостини, Разетти и Сегрэ¹⁶⁾, облучая нейтронами Na и Mg, обнаружили в обоих случаях активность, падающую с периодом в 40 секунд. Этот элемент может возникать только в реакциях

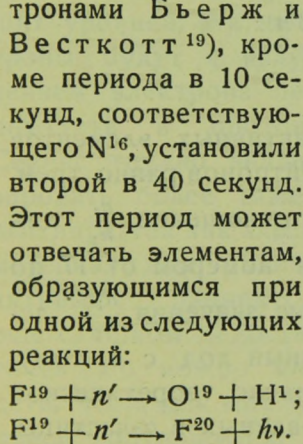


так как другая цепь реакций, которая бы приводила к одному периоду в обоих случаях,



хорошо изучена и дает Na^{24} — элемент, распадающийся с периодом в 10—15 часов.

Что касается O^{19} и F^{20} , то один из этих элементов несомненно радиоактивен, так как при облучении фтора нейтронами Бьерж и Весткотт¹⁹⁾, кроме периода в 10 секунд, соответствующего N^{16} , установили второй в 40 секунд. Этот период может отвечать элементам, образующимся при одной из следующих реакций:



Сопоставляя полученные данные с кривой Гейзенберга для границы β -распада (она обозначена пунктиром на рис. 67), мы видим, что, с одной стороны, почти все новые β -радиоактивные элементы лежат в области устойчивых

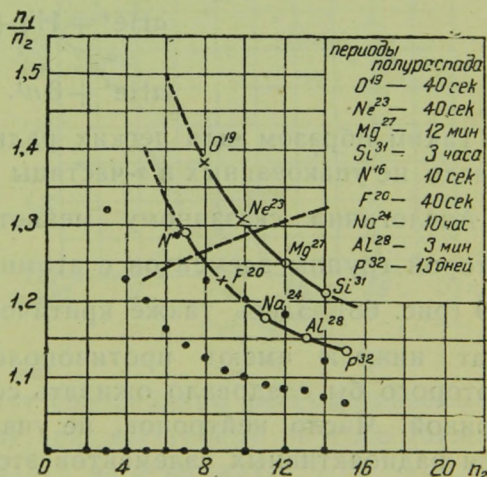


Рис. 67.

ядер и, с другой стороны, что вместе с увеличением n_2 отношение $\frac{n_1}{n_2}$ не только не растет, а весьма заметно падает.

Это расхождение обусловлено структурными особенностями ядра, которые прямо не учтены Гейзенбергом. Сюда относится в первую очередь наличие готовых α -частиц в ядре. Этим представлением пользовался сам Гейзенберг для объяснения последовательных превращений в ряду естественно-радиоактивных элементов. Оно особенно подробно было далее развито Ланде²⁷⁾.

Принимая в рассмотрение эту новую структурную единицу и допуская, что в ядре образуется максимальное число возможных α -частиц, мы легко убеждаемся в том, что все приведенные на диаграмме радиоактивные элементы могут быть представлены выражениями:

$$a\text{He}^1 + \text{H}^1_1 + 3n^1$$

и

$$a\text{He}^4 + 3n^1.$$

Таким образом для легких радиоактивных элементов число не упакованных в α -частицы нейтронов равно трем.

Аналогично сказанному меняется отношение $\frac{n_1}{n_2}$ для второй группы элементов с атомным номером от 17 до 29 (рис. 68). Здесь также критические значения $\frac{n_1}{n_2}$ лежат ниже и имеют противоположный ход с n_2 тому, которого бы следовало ожидать согласно теоретической кривой. Число нейтронов, не упакованных в α -частицы, для радиоактивных элементов этой группы равно семи. Формула строения здесь имеет вид:

$$a\text{He}^4 + \text{H}^1_1 + 7n^1.$$

Полученные соотношения получают простую интерпретацию в схеме Ланде и могут служить еще одним доказательством реальности этой схемы.

По Ланде, те нейтроны в ядре, которые не входят в состав α -частиц, располагаются в виде ряда оболочек. В элементах с зарядом от 1 до 17 существует лишь одна оболочка, занятая двумя нейтронами. Следующая оболочка, содержащая четыре нейтрона, образуется для ядер с атомным номером 17 и характеризует все последующие ядра, вплоть до атомного номера 29.

С точки зрения Ланде обнаруженная закономерность может быть истолкована в предположении, что в ядрах, содержащих нейтроны, для которых нет соответствующих уровней, эти нейтроны будут с излучением электрона переходить в протон. Сейчас трудно анализировать более тяжелые ядра, так как здесь материал для радиоактивных элементов еще слишком недостаточен, но можно видеть, что и для них будут справедливы рассматриваемые здесь соотношения. Так, радиоактивные Ig и Au также отличаются одно от другого на α -частицу.

Предположение о слоистом строении нейтронных оболочек в ядре позволяет понять последовательность β -превращений в ряду естественно радиоактивных элементов. Это ясно из рассмотрения диаграммы рис. 69, где β -радиоактивные элементы обозначены крестиками; β -распад

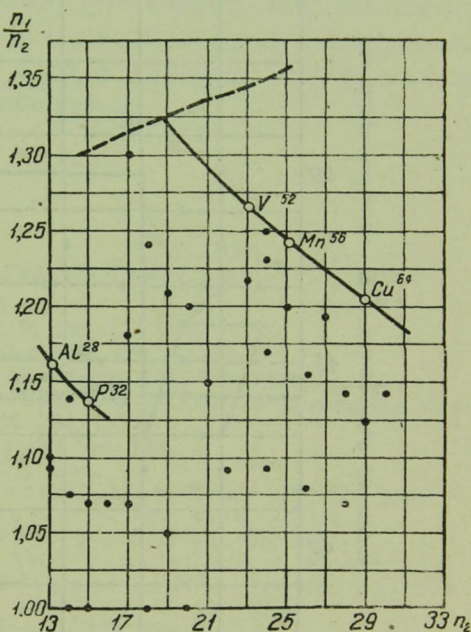


Рис. 68.

возникает каждый раз, когда число нейтронов больше того, которое при данном заряде отвечает устойчивой оболочке.

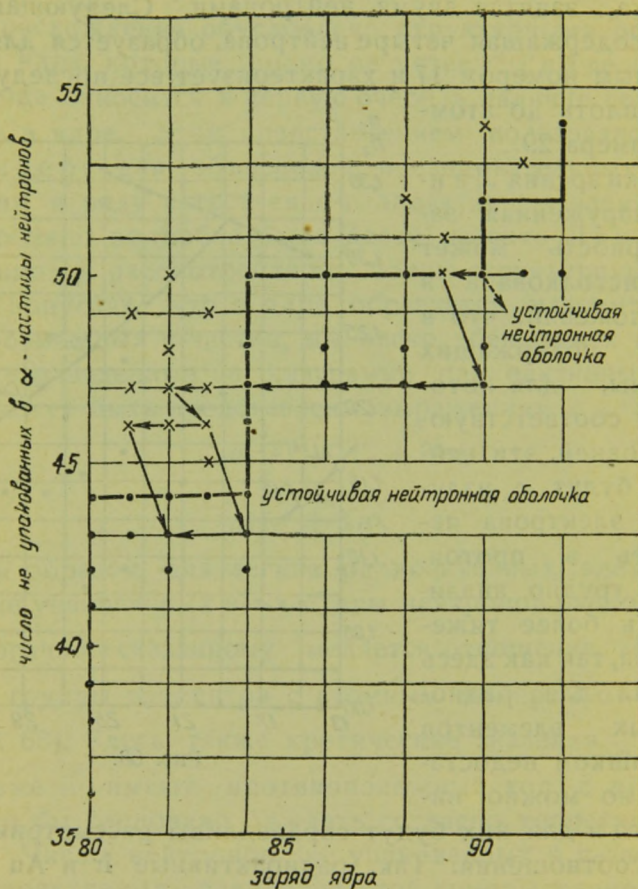
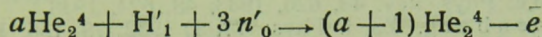


Рис. 69.

В заключение нам хотелось бы отметить еще следующее. Периоды полураспада внутри каждой группы, как правило, падают с уменьшением атомного веса. Это соответствует, по Сержанту¹³⁾, уменьшению энергии,

выделяющейся при β -распаде в данном ряду элементов. Последнее обстоятельство может быть легко истолковано (например, для кривой 2 на рис. 67). Вновь образующаяся α -частица при реакции



будет связана с остальными тем слабее, чем больше их число. При дальнейшем усложнении энергетически более устойчивыми окажутся ядра, у которых будет развита следующая нейтронная оболочка.

ЛИТЕРАТУРА (К ГЛАВЕ VI)

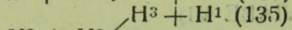
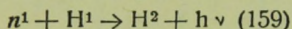
1. Curie et Joliot. C. R. **198**, 254 1934.
2. Curie et Joliot. Nature **133**, 201, 1934.
3. Ellis and Henderson. Nature **133**, 530, 1934.
4. Алиханов, Алиханьян и Дзелепов. Печатается, часть данных содержится в Nature **134**, 254, 1934.
5. Wertenstein. Nature **133**, 564, 1934.
6. Frisch. Nature **133**, 421, 1934.
7. Cocksfoot, Gilbert and Walton. Nature **133**, 328, 1934.
8. Crane and Lauritsen. Phys. Rev. **45**, 430, 1934.
9. Crane and Lauritsen. Phys. Rev. **45**, 497, 1934.
10. Neddermeyer and Anderson. Phys. Rev. **45**, 498, 1934.
11. Anderson and Neddermeyer. Phys. Rev. **45**, 653, 1934.
12. Tuve and Hafstad. Phys. Rev. **45**, 902, 1934.
13. Sargent. Proc. Roy. Soc. A. **139**, 659, 1932.
- 13'. Иваненко. Доклады Академии наук СССР, № 9, 1934; Nature, 30 июня 1934.
14. Henderson, Livingston and Lawrence. Phys. Rev. **45**, 428, 1934.
15. Fermi. Nature **133**, 757, 1934; **133**, 898, 1934.
16. Fermi, Amaldi, Agostino, Rosetti and Segre. Proc. Roy. Soc., 1 September 1934.
17. И. Курчатов, Г. Щепкин и А. Вибе. Доклады Академии наук СССР¹ 1934.
18. Harkins, Hans, Newson. Phys. Rev. **44**, 945, 1933.
19. Bierge and Westcoott. Nature **134**, 286, 1934.
20. Б. Курчатов, И. Курчатов, Г. Щепкин и А. Вибе. Доклады Академии наук СССР, 1934.
21. И. Курчатов, Л. Мысовский, Г. Щепкин, А. Вибе. Доклады Академии наук СССР, 1934.

22. Livingston, Henderson, Lawrence. Proc of the National Academie 20, 470, 1934.
 23. Grosse and Agruss. Phys. Rev. 46, 241, 1934.
 24. Curie, Joliot et Preisswerck. C. R. 2089, 1934.
 25. Goldhaber. Nature 134, 25, 1934.
 26. И. Курчатov Доклады Академии наук СССР (в печати).
 27. Landé. Phys. Rev. 43, 620, 1933; 43, 624, 1933.
 28. Heisenberg. ZS. f. Phys. 77, 1, 1932; 78, 156, 1932; 80, 587 1932.

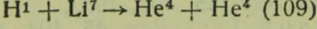
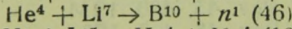
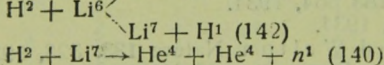
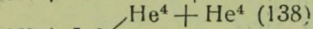
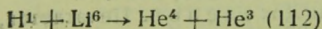
ТАБЛИЦА ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Около каждой реакции цифры в скобках даюг страницы, на которых дано подробное описание. Для сокращения в каждом случае опущена энергия реакции.

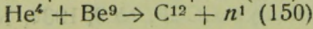
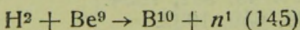
Водород



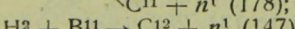
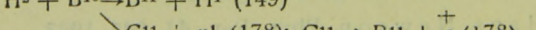
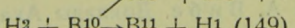
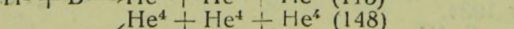
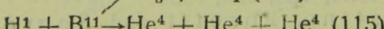
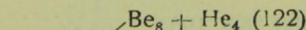
Литий



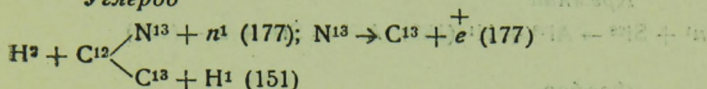
Бериллий



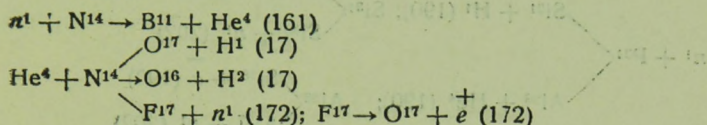
Бор



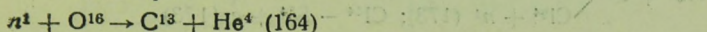
Углерод



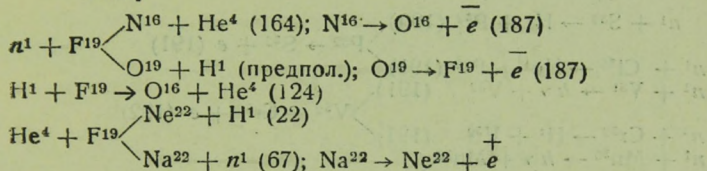
Азот



Кислород



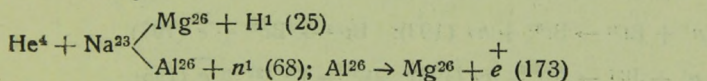
Фтор



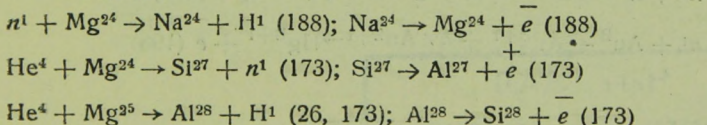
Неон



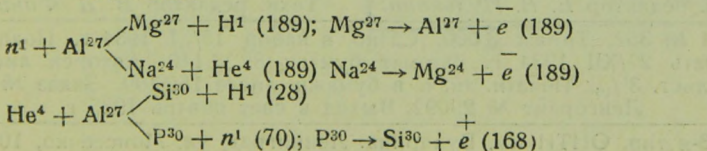
Натрий



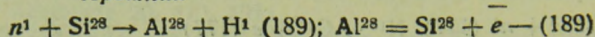
Магний



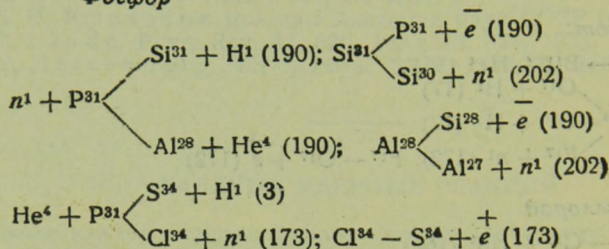
Алюминий



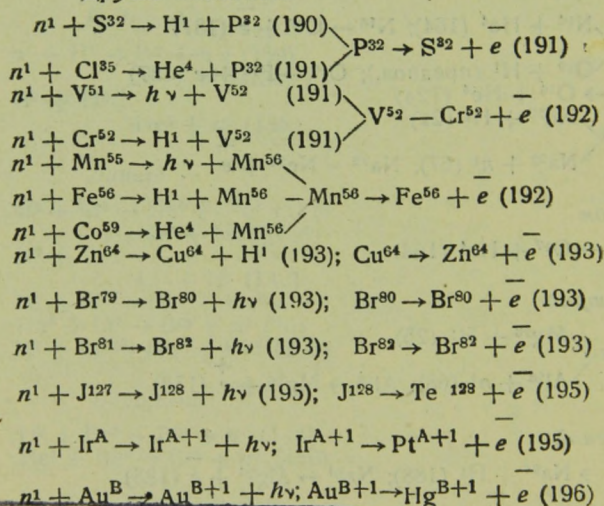
Кремний



Фосфор



Другие элементы



ЧИТ. ЗАЛ

Центр. обл. биб.-ки

Отв. редактор Е. В. Пулькина.

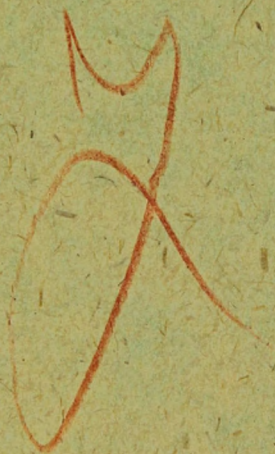
Техн. редактор В. Д. Финити.

ОНТИ № 352. Тираж 3000. Сдано в набор 15/XI 1934 г. Подписано в печать 27/XII 1934 г. Формат бумаги 82 × 110. Авторск. лист. 13. Бум. лист. 3^{5/16}. Печатн. знак. в бумажн. листе 156 400. Заказ № 1456. Ленгортлит № 29092. Выход в свет январь 1935 г.

3-я тип. ОНТИ им. Бухарина. Ленинград, ул. Моисеенко, 10.







2 р. 25 к.

Т-47-5-4

01128

